

Untersuchungen zum Rollwiderstand harter Wälzkörper im Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

Dipl.-Ing. Bernhard Guddei

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Eberhard Manske
2. Gutachter: Prof. Dr. Imad Ahmed
3. Gutachter: Dr.-Ing. Frank Spiller

Tag der Einreichung: 16.05.2018

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 17.05.2019

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben eine Reihe von Personen und Institutionen beigetragen, ohne diese eine erfolgreiche Durchführung nicht möglich gewesen wäre. Diesen bin ich zu tiefstem Dank verpflichtet.

In erster Linie ist die Deutschen Forschungsgemeinschaft e.V. zu nennen, welche durch die Förderung des „SFB 622: Nanopositionier- und Nanomessmaschinen“ den nötigen finanziellen Rahmen bereitstellte. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank ebenso Prof. Gerd Jäger, der die Entstehung des SFB 622 maßgeblich vorangetrieben hat. Weiterhin möchte ich mich in besonderem Maße bei Prof. Imad Ahmed für die Aufnahme im Teilprojekt B5 „Tribologische Eigenschaften“ bedanken, für das mir entgegengebrachte Vertrauen und für den Freiraum, mich innerhalb des Projekts entwickeln und entfalten zu können sowie für die stets freundschaftlichen Diskussionen. Ebenso möchte ich mich ganz herzlich bei Prof. Eberhard Manske, Teilprojektleiter sowie Sprecher des SFB 622, für die freundliche Aufnahme als Doktorand bedanken.

Weiterhin sind nicht zu vergessen: Silke Augustin für ihr Hilfe mit organisatorischen Dingen rund um den SFB 622, Olaf Mollenhauer für die gewährte Nutzung von Ressourcen der Fa. TETRA beim Bau der Steuerungen für die Versuchsaufbauten, Nataliya Vorbringer-Dorozhovets für den Zugang und Training zum Atomkraftmikroskop, Elvira Remdt für die Unterstützung und Hinweise beim Schleifen der ebenen Proben, Stephan Husung für Hinweise zur Darstellung technischer Prinzipien und Marko Heyne für den regen Austausch und die vielen fruchtbaren Diskussionen, um nur einige zu nennen.

Nicht zuletzt gilt ein herzlicher Dank meinen Eltern, die mir diesen Weg durch ihre beständige Unterstützung ermöglicht haben.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Frau, Valérie, bedanken, die am Anfang unserer Beziehung nach Ilmenau gekommen ist, sodass ich mein Promotionsvorhaben in Angriff nehmen konnte. Ebenso gilt mein Dank ihrer Liebe, Geduld und Fürsorge für unsere Familie und der liebevollen Erziehung unserer inzwischen zwei Töchter.

Kurzfassung

Verluste im freien Rollkontakt, wie man ihn z.B. näherungsweise in Wälzkörperführungen findet, werden oft dem partiellen Gleiten im Kontakt zugeschrieben, weshalb auch von Rollreibung gesprochen wird. Diese kann jedoch nur entstehen, wenn die Kontaktpartner unterschiedliche elastische Eigenschaften besitzen. Auf der anderen Seite, können beim Rollen auch dann Verluste beobachtet werden, wenn der Kontakt aus zwei gleichen Materialien besteht. Entgegen der Erwartung ist die Größenordnung der Verluste in beiden Fällen vergleichbar groß, woraus folgt, dass hauptsächlich andere Verlustmechanismen aktiv sein müssen und nicht Rollreibung im eigentlichen Sinn.

Das Hauptziel dieser Dissertation ist, den Widerstand beim freien Rollen im Ebene–Kugel–Ebene–Kontakt besser zu verstehen. Für die Untersuchung wurden elf Kombinationen harter Materialien benutzt, die zum Teil auch in Wälzlagern eingesetzt werden. Jede Kombination umfasst über 20 Probenpaare unterschiedlicher Rauheit und Durchmesser. Dies bedeutet insgesamt mehrere hundert Probenpaare, für die jeweils der Gleitreibungs- und Rollwiderstandskoeffizient sowie die elastische Hysterese gemessen wurden. Außerdem wurde für einige Modellsysteme die Rollreibung numerisch untersucht.

Die Messungen der Gleitreibung zeigte in Abhängigkeit der Oberflächenrauheit kein einheitliches Verhalten. Je nach Paarung wurden lokale Minima, Maxima oder lineare Trends gefunden. Der Vergleich mit dem jeweils zugehörigen Rollwiderstandskoeffizienten zeigte keine Korrelation. Dieser ist jedoch mit dem Rauheitswert S_q korreliert, woraus gefolgert wurde, dass der Rollwiderstand nur marginal von Gleitreibung beeinflusst wird. Der Vergleich mit den numerisch berechneten Rollwiderständen, die nur Gleitreibung als Verlustmechanismus in Betracht zogen, bestätigt dieses Bild. Die daraus abgeleiteten Rollwiderstandskoeffizienten sind um mehrere Größenordnungen kleiner, als die experimentell bestimmten. Plastische Verformungen können diesen Unterschied nicht erklären, da die Einlaufphase während der ersten beiden reversierenden Messzyklen nicht ausgewertet wurden. Der Hauptanteil des Rollwiderstands wurde daher innerer Reibung zugeschrieben. Dies passt insofern zu den Messergebnissen, da raue Oberflächen bei gleicher Last größere Verformungsraten aufweisen. Die Messergebnisse der elastischen Hysterese bestätigen diesen Schluss. Weiterhin wurde ein einfaches analytisches Modell entwickelt und validiert, welches die Umrechnung zwischen elastischer Hysterese und Rollwiderstand erlaubt.

Zusätzlich wurde der Einfluss der Rauheit auf Schleppfehler von Servo-Achsen untersucht und mit der lokalen Streuung der Rollwiderstände verglichen. In beiden Fällen wurde ein linearer Zuwachs mit steigender Rauheit beobachtet.

Abstract

Energy loss in free rolling contacts, e.g. in rolling bearing elements, is often attributed to partial slip in the contact region. This is why the term rolling friction is also used. However, rolling friction in this context can only arise if both mating bodies exhibit different elastic properties. On the other hand, losses in such contacts are also observed in bodies composed of the same material, implying the existence of other dissipation mechanisms.

The main objective of this dissertation is to understand rolling resistance in free rolling flat–ball–flat contacts. For the study, eleven combinations of hard materials were selected, some of which are actually used for rolling bearing elements. Each material combination comprises of more than 20 pairs with varying surface roughness and ball diameter. For these pairs, in total several hundred, the coefficients of sliding friction and rolling resistance as well as elastic hysteresis were determined for every pair. Furthermore, a numerical study was performed for selected pairs.

Depending on the material pair, experimental curves of sliding friction versus surface roughness (S_q) displayed local minima, maxima or even linear trends. Comparison with the associated coefficient of rolling resistance showed no correlation whatsoever. This coefficient was found instead to correlate with S_q leading to the conclusion that sliding friction contributes only marginally to rolling resistance. This conclusion is also supported by numerical analysis, which only includes sliding friction as a dissipation mechanism. This, however, leads to calculated coefficients of rolling resistance with values several orders of magnitude smaller than those observed experimentally. Plastic deformations of the contacts could be ruled out as a reason for the discrepancy, because the run-in phase during the first two reciprocating cycles was not included in the data analysis. Therefore, the main contribution to rolling resistance was attributed to internal friction. This agrees with experiments: under a given load rough surfaces exhibit higher strain rates. Experimental analysis of elastic hysteresis also support this conclusion. Moreover, a simple analytic model was derived and validated with which a conversion between the coefficients of elastic hysteresis and rolling resistance can be made.

The effect of surface roughness on tracking errors of servo axes was also investigated and compared with the local scatter of rolling resistances. In both cases, a linear trend with increasing roughness was observed.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	v
Symbolverzeichnis	vii
Abbildungsverzeichnis	xi
Tabellenverzeichnis	xxvii
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung	5
2.1 Kontakt glatter Oberflächen	7
2.2 Kontakt rauher Oberflächen	7
2.3 Mechano-Aktivierung	10
2.4 Visko-elastische Verluste	14
2.5 Innere Reibung	17
2.6 Partielles Rutschen und Schlupf im Rollkontakt	22
2.7 Rauheitseinfluss auf den Rollwiderstand	24
2.8 Einlauf: von plastischer Deformation zu elastischer Hysterese	25
2.9 Kapitelzusammenfassung	27
3 Ziele und Ansatz	29
3.1 Formulierung der Zielstellung	29
3.2 Experimenteller Ansatz	32
3.3 Kapitelzusammenfassung	33
4 Experimentelle Aufbauten und Untersuchungsmethoden	35
4.1 Ableitung der Anforderungen an die Versuchsaufbauten	35
4.1.1 Anforderung an die Rollwiderstandsmessung	36
4.1.2 Anforderung an die Gleitreibungsmessung	38
4.1.3 Anforderung an die Kugel-Indentations-Messung	40
4.1.4 Anforderung an die Gleichlaufmessung	43
4.2 Beschreibung der Versuchsaufbauten	47
4.2.1 Rollwiderstandstribometer	47
4.2.2 Mikrotribometer	54
4.2.3 Prüfstand zur Messung der Indentationshysterese	57
4.2.4 Prüfstand zur Messung des Gleichlaufs / Regelungsabweichungen	61

4.3	Numerische Untersuchungen zum Rollwiderstand	65
5	Probensysteme	67
5.1	Probenauswahl	67
5.2	Probenpräparation	72
5.2.1	Probenreinigung und –vorbereitung	72
5.2.2	Schleifen– und Polierprozedur	72
5.3	Probencharakterisierung	73
5.3.1	Messung der Oberflächenrauheit	73
5.3.2	Messung von Härte und Eindringmodul mittels Nanoindentation	78
6	Ergebnisse aus Messungen und numerischer Untersuchung	81
6.1	Oberflächenrauheit	81
6.2	Härte und Eindringmodul aus Nanoindentationsmessungen	82
6.3	Gleitreibung	85
6.3.1	Abhängigkeit von der Rauheit	85
6.3.2	Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser	88
6.3.3	Kapitelzusammenfassung: MT	90
6.4	Numerische Untersuchung des Rollwiderstands	91
6.5	Rollwiderstand	94
6.5.1	Abhängigkeit von der Rauheit	95
6.5.2	Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser	98
6.5.3	Kapitelzusammenfassung: Rollwiderstandstribometer RRT	100
6.6	Gleichlaufmessung	103
6.6.1	Abhängigkeit von der Rauheit	103
6.6.2	Abhängigkeit von der Geschwindigkeit	104
6.6.3	Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser	106
6.6.4	Kapitelzusammenfassung: GLPS	107
6.7	Kugel–Indentation	108
6.7.1	Abhängigkeit von CoIH von der Rauheit und Plastizitätsindex	111
6.7.2	Abhängigkeit von CoIH vom Kugeldurchmesser	112
6.7.3	Kontaktsteifigkeit	114
6.7.4	Kapitelzusammenfassung : Indentations-Hysteresse-Prüfstand (IHPS) . . .	118
7	Diskussion	119
7.1	Numerische Untersuchungen des Rollwiderstands	119
7.2	Anwendbarkeit von BIKERMAN’s Modell auf RRT–Messungen	122
7.3	Gegenüberstellung von Ergebnissen aus Contact, Mikrotribometer MT und RRT .	124
7.4	Zusammenhang zwischen Kugel–Eindruckversuchen und direkter Messung des Rollwiderstands	130
7.5	Einfluss von Materialeigenschaften auf den CoRR	140
7.6	Gleichlaufmessung	146

8 Zusammenfassung und Ausblick	153
Literaturverzeichnis	157
Eigene Publikationen und Konferenzbeiträge	167
A Weiterführende Details zu den Versuchsaufbauten	169
A.1 Kalibrierung von Kraftsensoren	169
A.2 Berechnung zyklischer Verlustarbeit	170
A.3 Messunsicherheit der Tangentialkraftmessung des RRT	173
A.4 Messunsicherheit der Kraftmessung im IHPS	178
A.5 Auswertung von Faser-Optischer Sensor (FOS)	184
A.6 Messunsicherheit im MT	187
A.7 Zweifach-Kontakt im RRT	189
B vollständige Messergebnisse: RRT	191
C vollständige Messergebnisse: IHPS	201
D vollständige Messergebnisse: MT	213
E vollständige Messergebnisse: GLPS	221
F Oberflächenrauheit	227
F.1 Oberflächenrauheit der ebenen Proben	227
F.2 Oberflächenrauheit der Kugeln	233
G Heathcote-Schlupf	243
H Weitere Details zur Auswertung und Angabe von Messdaten und Fehlerbalken	247

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital-Wandler, engl. <i>analog-to-digital converter</i> ADC
AFM	Atomkraftmikroskop oder Rasterkraftmikroskop, von engl. <i>atomic force microscope</i>
Al_2O_3	Aluminiumoxid(keramik)
CoF	Gleitreibungskoeffizient, von engl. <i>coefficient of friction</i>
CoID	Koeffizient der Lastabhängigkeit der Eindringtiefe in Indentationsexperimenten, von engl. <i>coefficient of indentation depth</i>
CoIH	Indentationshysterese-Koeffizient, von engl. <i>coefficient of indentation hysteresis</i>
CoRR	Rollwiderstandskoeffizient, von engl. <i>coefficient of rolling resistance</i>
DAC	Digital-Analog-Wandler, von engl. <i>digital-to-analog-converter</i>
FOS	Faser-Optischer Sensor, FOS
Glg.	Gleichung(en)
GLPS	Gleichlaufprüfstand; Prüfstand / Versuchsaufbau zur Untersuchung tribologischer Einflüsse auf den Gleichlauf einer geregelten Achse
IHPS	Indentationsprüfstand; Prüfstand / Versuchsaufbau zur Messung der Hysteresearbeit bei Indentation
MA	Mechano-Aktivierung; von engl. <i>Mechanoactivation</i>
MT	(Gleitreibungs-)tribometer für kleine Lasten und Proben; auch als Mikrotribometer (MT) bezeichnet
PSD	Positionsempfindlicher Photoempfänger wie z.B. Quadrantendioden, von engl. <i>position sensitive device</i>
RMSE	mittlerer quadratischer Fehler (engl. <i>root mean square error</i> , RMSE)
$RMSE_{pos}$	Geschwindigkeitsschleppfehler, ausgedrückt als mittlerer quadratischer Fehler RMSE

$RMSE_{velo}$	Geschwindigkeitsschleppfehler, ausgedrückt als RMSE
RRT	Rollwiderstandstribometer (engl. rolling resistance tribometer, RRT)
TED	Thermo-elastische Dissipation
TiC	Titancarbid
VCM	Linear-Elektromotor basierend auf dem Tauchspulenprinzip; aus dem Englischen: <i>Voice Coil Motor</i>
WC	Wolframcarbid(keramik)
ZrO_2	Zirkonoxid(keramik)

Symbolverzeichnis

α	Winkel zwischen zwei Geraden oder Ebenen; der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient
λ_a	aktuelle Laserwellenlänge in Luft
λ_0	Laserwellenlänge im Vakuum
λ_r	Laserwellenlänge in Luft zu einem bestimmten Referenzzeitpunkt
μ	Widerstandskoeffizient, typisch zur Angabe des Gleitreibungskoeffizienten
μ_h	Formelzeichen für den Koeffizienten der Eindringung bei Indentation; Verhältnis von maximaler Eindringtiefe zu maximaler Normalkraft im Kontakt (Nachgiebigkeit)
μ_i	Formelzeichen für den Koeffizienten der Indentationshysterese; Verhältnis von Indentationsarbeit zu maximaler Normalkraft im Kontakt
μ_0	(Grund-)Rollwiderstandskoeffizient in Abwesenheit von Rauheit $S_q = 0$
μ_r	Rollwiderstandskoeffizient in Analogie zur Definition des Gleitreibungskoeffizienten
μ_{S_q}	Sensitivität des Rollwiderstandskoeffizienten auf die RMS-Rauheit S_q
ν	Poisson-Zahl, Querdehnungszahl
ν_1	Poisson-Zahl eines Körpers 1
ν_2	Poisson-Zahl eines Körpers 2
Ψ	Plastizitätsindex
σ_{eff}	effektive laterale Ausdehnung von Rauspitzen
τ	Zeit zum Überwinden der Aktivierungsschwelle / –energie bei chemischen Reaktionen, Zeitkonstante
ΔK	Gesamtanzahl der durchlaufenden Interferenzordnungen
$\Delta K_{\Delta T}$	Anzahl der durchlaufenden Interferenzordnungen infolge der Temperatúrausdehnung der Totstrecke

$\Delta K_{\Delta x}$	Anzahl der durchlaufenden Interferenzordnungen in- folge einer Verschiebung des Messspiegels
δs	kleinste auflösbare Wegdifferenz
ΔT	Temperaturänderung
Δt	Zeitdifferenz, Reglerinterval, o. ä.
Δx	Verschiebung, Auslenkung in x-Richtung (z.B. eines Messspiegel)
A_{app}	augenscheinliche Kontaktfläche
A_c	Kontaktfläche
a_c	Radius der Kontaktfläche beim Kontakt einer Kugel mit einer Ebene
A_{real}	reale Kontaktfläche
a_{rms}	RMS-Abweichung bzw. -Streuung der Beschleuni- gung
E	Elastizitätsmodul; auch als E-Modul bezeichnet
E_1	Elastizitätsmodul eines Körpers 1
E_2	Elastizitätsmodul eines Körpers 2
E^*	Kontaktmodul eines Tribopaars oder effektives Elas- tizitätsmodul, $\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$
F_H	Hangabtriebskraft eines Körpers auf einer schiefen Ebene
F_i	Indentationskraft
F_n	Normalkraft im Kontakt zweier Körper
F_r	Rollwiderstandskraft
F_t	Tangentialkraft im Kontakt zweier Körper
H	allgemeine Härte, ohne Angabe des konkreten Prüf- verfahrens
H_{harm}	harmonisches Mittel der Härte beider Kontaktpartner
H_{max}	Härte des härteren Kontaktpartners
h_{max}	maximale Eindringung während der Härteprüfung (Indentation)
H_{min}	Härte des weniger harten Kontaktpartners
H_{rms}	quadratisches Mittel der Härte beider Kontaktpartner
HV	Vickers-Härte
L_t	geometrische Totstrecke bei einer Interferometermes- sung
n_a	aktuelle Brechzahl der Luft
n_i	flächenspezifische Anzahl von Rauspitzen auf der mit $i \in N$ indizierten Fläche

n^\neq	Konzentration aktivierter Komplex an einer Oberfläche bzw. Oberflächendichte aktivierter Komplexe
n_r	Brechzahl der Luft zu einem bestimmten Referenzzeitpunkt
R_a	arithmetischer Mittenrauwert, aus der Messung des Höhenprofils einer Oberfläche entlang einer Linie
R_q	quadratischer Mittenrauwert, aus der Messung des Höhenprofils einer Oberfläche entlang einer Linie
$S_{\Delta q}$	quadratischer Mittelwert des Anstiegs eines zweidimensionalen Höhenprofils
S_{ds}	Spitzendichte bzw. Spitzenanzahl pro Fläche eines zweidimensionalen Höhenprofils
S_{ku}	Steilheit eines zweidimensionalen Höhenprofils
S_q	quadratischer Mittenrauwert eines zweidimensionalen Höhenprofils
S_{sc}	mittlere Krümmung eines zweidimensionalen Höhenprofils
S_{sk}	Schiefe eines zweidimensionalen Höhenprofils
V_{sl}	Gleitgeschwindigkeit; im Rahmen Mechano-Aktivierungs-Theorie zur Erklärung von Gleitreibung und Rollwiderstand
W_{F_i}	verrichtete Arbeit im Indenationskontakt
W_{F_r}	verrichtete Arbeit im Rollkontakt

Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung des Transports einer Statue, mit einer geschätzten Masse von $58\,t$, aus dem Grab von Djehutihotep. Die Statue wird auf einem Schlitten gezogen, dessen Kontakt zum Untergrund offenbar geschmiert wurde. Bild entnommen aus „The Complete Pyramids“ von Mark Lehner [1].	1
1.2	Abstraktionsschritte der Rollkontakte am Beispiel einer zylindrischen Linearführung zum Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt hin: (a) schematische Schnittdarstellung einer kompletten zylindrischen Linearführung mit Kugeln und Käfig, (b) Wegfall des Käfigs und Beschränkung auf eine einzelne Kugel, (c) vereinfachte Betrachtung der gekrümmten Laufflächen als Ebenen.	3
2.1	ARCHARD's Modellsystem zur Herleitung der realen Kontaktfläche in Abhängigkeit der Normalkraft (aus [2]). Ein deformierbarer Körper mit einer Rauheit als Schicht gleichverteilter sphärischer Spitzen im Kontakt mit einem nichtdeformierbaren glatten Körper.	8
2.2	Schematische Darstellung der Selbstähnlichkeit im Kontakt elastischer Körper bei zunehmender Vergrößerung (sinngemäß nach Fig. 3 und Fig. 4 aus [3])	9
2.3	Bewegung einer Rauspitze der Oberfläche OF1 in festem Abstand über die raue Oberfläche OF2. Die potentiellen Berührungspunkte zwischen der Spitze und OF2 sind hervorgehoben.	11
2.4	Skizze zur Berechnung der Stoßrate einer bewegten Rauhspitze der Oberfläche 1 mit Spitzen der Oberfläche 2.	11
2.5	Schematische Darstellung des Rollkontakts im Sinne der Mechanoaktivierung (in Anlehnung an [4]). Gemäß der angegebenen Rollrichtung kommt ein Flächenelement, rot dargestellt, in den Kontakt mit der Unterlage, wofür die Kraft f_1 (Aktivierungsenergie) überwunden werden muss. Beim Verlassen des Kontakts, links bzgl. des Kugelmittelpunkts, müssen gebildete Adhäsionsbrücken aufgebrochen werden, wofür die Kraft f_2 überwunden werden muss. Die Vektorsumme der Kräfte f_1 und f_2 entspricht dem Rollwiderstand.	13
2.6	Modelle visko-elastischer Körper nach LAKES Fig. 2.6 in [5] (v.l.n.r.): MAXWELL-Modell, VOIGT-Modell, Standardmodell.	15

2.7	Schematische Darstellung zur Entstehung des visko-elastischen Rollwiderstands. Eine starre(r) Kugel / Zylinder rollt über einen deformierbaren visko-elastischen Halbraum, der hier bspw. aus einer Aneinanderreihung zur Halbraumoberfläche senkrecht angeordneter Elemente gemäß dem Standardmodell besteht. Infolge der Verformung beim Überrollen der einzelnen Elemente wird Energie dissipiert. Bei hoher Geschwindigkeit steigt die effektive Steifigkeit der Oberfläche aufgrund des hydrodynamischen Drucks, was zu einer Verringerung der Kontaktfläche und damit auch zu einer geringeren Menge deformierten Materials führt [6].	17
2.8	3-Phononen-Prozesse im anharmonischen Potential. Links: Die Kombination von zwei Phononen zu einem dritten Phonon höherer Energie. Rechts: Zerfall eines Phonons in zwei Phononen niedriger Energie. Wellenvektoren vor und nach dem Prozess sind als \mathbf{k}' bzw. \mathbf{k}'' kenntlich gemacht.	20
2.9	Schematische Darstellung des Wärmeflusses infolge von Temperaturänderungen durch lokal unterschiedliche Kompression und Expansion innerhalb einer schwingenden Platte. Die Zeichen E und K entsprechen hier symbolisch der lokalen <u>Expansion</u> bzw. <u>Kompression</u> und Q der transportierten Wärme.	21
2.10	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Tangentialdehnung vor (links) und nach (rechts) dem Belasten eines Kugel-Ebene-Kontakts. Die Dehnung vor der Belastung ist im rechten Bild zur besseren Vergleichbarkeit durch hellgraue Markierungen dargestellt.	24
2.11	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus von BIKERMAN [7]. Bestehend aus einem Probenträger (1) der mit einer Mikrometerschraube (2) in der Neigung verstellt werden kann. Die ebene Probe (3) wurde mit warschmelzendem Wachs auf dem Träger fixiert. Die Neigung wurde so eingestellt, dass die Kugel (4) zu Beginn des Versuchs nicht abrollt.	24
2.12	Darstellung des Modellsystems von BIKERMAN (in Anlehnung an [7]). Betrachtet wird eine Rauspitze auf einer sonst glatten Oberfläche zur Bestimmung des Grenzwinkels α in Abhängigkeit des Kugelradius R und der Höhe der Rauspitze h . Übersteigt die Neigung der Ebene den Grenzwinkel, setzt das Abrollen der Kugel ein.	25
2.13	Schematische Darstellung zur Entstehung des Rollwiderstands durch plastische Deformation nach ELDREDGE und TABOR [8].	26
3.1	Darstellung zur vereinfachten Bestimmung der mittleren vertikalen Eindruckgeschwindigkeit bzw. Verformungsrate beim Rollen eines Wälzkörpers auf einer Ebene.	32
4.1	Schematische Darstellung der Spur mit der Streckenlänge s , die während einer reversierenden Rollbewegung belastet wird.	41
4.2	Vereinfachte Darstellung des Kraftverlaufs während der Kugel-Indentation. Auf dem Rückweg ist der Kraftverlauf um den kleinen Betrag $\overline{\Delta z}$ verschoben.	42

4.3	Technisches Prinzip des Aufbaus zur Messung des Rollwiderstands. Hauptkomponenten: (1) Doppelstrahl-Interferometer, (2) Spiegel für die Normalkraftmessung, (3) Spiegel (Referenzebene), (4) Parallelfederführung zur Normalkraftmessung, (5) Flüssigkeitsdämpfer, (6) Parallelfederführung zur Rollwiderstandsmessung, (7) Halter mit ebenen Proben in Aufnahmen, (7a) Kugelprobe, (8) Parallelfederführung (X-Achse), (9) manuelle betätigte Führung zur Probenpositionierung, (10) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb (Y-Achse), (11) piezo-aktuierte Führung zur Normalkraftregelung, (12) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb (Z-Achse), (13) Laserinterferometer, (14) Spiegel für die Rollwiderstandsmessung, (15) Magnetkreis, (16) Tauchspule mit zwei separaten Wicklungen für Vorsteuerung und Regelung . . .	48
4.4	Spannungsverteilung (van-Mises-Vergleichsspannung) der Feder bei einer Antriebsauslenkung von 5 mm. Der Maximalwert von ≈ 145 MPa wurde auf ca. 15% der Dehngrenze des Materials ausgelegt, um Dauerfestigkeit sicherzustellen.	50
4.5	3D CAD-Darstellung der Führung. Die zwei Platten mit den erodierten Federstrukturen sind gegenüberliegend am Gestell und am Abtrieb befestigt und sorgen für eine Geradföhrung der Proben.	50
4.6	Rückseitenansicht des RRT-Antriebs mit originalem Magnetkreis des Tauchspulensmotors und dem eigens gefertigten Wickelkörper mit zwei separaten Wicklungen. . .	50
4.7	Mechanismus zur Einstellung der Probenkipfung und Kugelhalter aus Kunststoff mit V-förmiger Aussparung.	51
4.8	Übersprechen und Gegenkopplung von Normal- und Tangentialkraft. Die tangentiale Auslenkung drückt die obere Probe nach unten. Da die untere Probe nicht ausweichen kann, hebt sich dadurch der Normalkraftaufnehmer um Δz . Die Normalkraft wiederum erzeugt, infolge der tangentialen Auslenkung, eine Kraftkomponente, die der Tangentialkraft entgegenwirkt.	52
4.9	CAD-Darstellung des als Geradföhrung gestalteten Tangentialkraftaufnehmers mit integriertem Flüssigkeitsdämpfer.	53
4.10	Foto des RRT nach allen Änderungsmaßnahmen im endgültigen Entwicklungsstand mit: (1) Schrittmotor (Fa. Nanotec Electronic) für den Grobtrieb der Z-Achse, (2) Stapelpiezo (Fa. Piezosystem Jena) als Feintrieb der Z-Achse zur Normalkraftregelung, (3) Doppelstrahl-Interferometer zur Normalkraftmessung (Fa. SIOS Messtechnik), (4) Normalkraftaufnehmer als Parallelfederführung, (5) Spiegel für zweiten Strahl zur differentiellen Normalkraftmessung auf Transjustierung (Fa. OWIS), (6) Tangentialkraftaufnehmer als Geradföhrung, (7) Interferometer (Fa. SIOS Messtechnik), (8) Mechanismus zur Probennivellierung, (9) Geradföhrung der X-Achse mit Festkörpergelenken, (10) Schrittmotor (Fa. EC Motion) zur Spurzustellung und (11) Kreutztisch (Fa. OWIS) zur Justage der oberen und unteren Probe sowie zur Spurzustellung.	55

- 4.11 Technisches Prinzip des MT. Hauptkomponenten: Spiegel und Faser-Optischer Sensor (Fa. TETRA) zur Messung der (1) Normalkraft bzw. (2) Tangentialkraft, (3) Federelement zur Kraftmessung in Normal- / Tangentialrichtung, (4) Probenhalter, (5) vorgespannte Parallelfederführung (X-Achse, Messbewegung), (6) Lineartisch (Fa. OWIS) mit Schrittmotorantrieb (Y-Achse, Spurzustellung), (7) vorgespanntes Blattfedergelenk zur Normalkraftregelung (Z-Achse, Feintrieb), (8) Lineartisch (Fa. OWIS) mit Schrittmotorantrieb (Z-Achse, Grobtrieb), (9) vorgespannte Stapelpiezoaktoren (Fa. Piezosystem Jena). 56
- 4.12 Foto der MT-X-Achse mit: (1) Gelenkstellen der Festkörperführung, (2) Versteifungsbereich der Festkörpergelenkführung, (3) Stapelpiezoaktor (Fa. Piezosystem Jena) mit Kugeldruckstück, (4) Gehäuse der Schraubendruckfeder zur Vorspannung der Führung, (5) optional montierbare drehbare Fassung (Fa. OWIS) zur Probenaufnahme und (6) ungefähre Position des Linearencoders (Fa. NUMERIK JENA) unterhalb der Federführung. 57
- 4.13 Foto des MT-Kraftmesskopfs mit Z-Feintrieb. Komponenten: (1) FOS zur Normalkraftmessung im Halter, (2) FOS zur Tangentialkraftmessung im Halter, (3) planare Federstruktur mit rechtwinklig zueinanderstehenden Spiegeln und angeklebter Probe, (4) Halter der Federstruktur, (5) ungefähre Lage des Gelenkpunkts der Blattfeder, (6) Stapelpiezoaktor mit Kugeldruckstück und (7) Feder zur Vorspannung des Gelenks gegen den Piezoaktor. 58
- 4.14 Beispiel eines Kraftaufnehmers im MT zur Messung der Normal- und Tangentialkraft. 58
- 4.15 Foto des MT mit Elektronikgehäuse der Steuerung. Hauptkomponenten: (1) horizontale Y-Achse (Fa. OWIS) zur Probenpositionierung / Spurzustellung, (2) X-Achse mit Parallelfederführung, Piezo (Fa. Piezosystem Jena) und Probenhalterung, (3) Kraftmesskopf mit FOS (Fa. TETRA), Kraftaufnehmer und eingebauter Probe sowie Feintrieb mit Piezo (Fa. Piezosystem Jena) zur Normalkraftregelung, (4) vertikale Z-Achse (Fa. OWIS) zur Antastung der Proben und (5) Steuerung mit allen notwendigen elektrischen und elektronischen Komponenten (v.l.n.r.): zwei Hochspannungsverstärker (Fa. Piezosystem Jena) für die Piezos, Anschlussblöcke für die analogen Aus- und Eingänge, zwei FOS-Verstärker (Fa. TETRA), Eingang für den Interpolator des Linearencoders (Fa. NUMERIK JENA) der X-Achse sowie zwei Anschlüsse für die zwei Schrittmotorachsen. Die internen Steuerungskomponenten sind EtherCAT®-Bus-Klemmen der Fa. Beckhoff. 59
- 4.16 Darstellung zum technischen Prinzip des IHPS. Komponenten: (1) Doppelstrahl-Interferometer, (2) Spiegel (Referenzebene), (3) Spiegel (Messstrecke), (4) elektromagnetischer Antrieb (gestellfeste Flachspule und bewegter Magnetkreis), (5) Parallelfederführung, (6) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb, (7) Mikrometer zur manuellen Probenannäherung, (8) Probenhalter in Aufnahmen, (9) arretierbare Führungen zur manuellen Probenannäherung 60

4.17	Vektordarstellung der Flussdichte im Eisenkreis des IHPS. Die Flussrichtung der Feldlinien ist im linken Teil des Luftspalts umgekehrt zur Richtung im rechten Teil. Der im Kreis fließende Strom der Spule, die hier nicht dargestellt ist, erzeugt somit in beiden Teilen des Luftspalts eine Kraft in die selbe Richtung, die zur Stromstärke proportional ist.	61
4.18	z-Komponente der Flussdichte im Spalt sowie einige Millimeter darüber hinaus. Die heraustretenden Streufelder sind in Form der Flussdichte in einen Abstand von mehr als 5 mm noch deutlich erkennbar; die Halbbreite des Magnetkreises ist 10 mm.	62
4.19	Foto der Federführung: Blattfedern mit (1) Biegezonen und (2) Versteifung, (3) Grund- und Führungsplatten, (4) Klemmleisten.	62
4.20	Foto des IHPS bestehend aus: (1) manuellem Probenpositionierer, (2) elektromagnetischem Antrieb, (3) Schrittmotorachse und (4) Doppelstrahlinterferometer. . .	63
4.21	Technisches Prinzip des Aufbaus zur Messung des Gleichlaufs und Regelungsabweichungen. Komponenten: (1) aerostatisches Dreh-Schub-Gelenk, (2) FOS, (3) Tauchspulenenmotor (VCM), (4) Laserinterferometer, (5) Spiegel, (6) und (7) Probenhalter in Aufnahme, (8) arretierbarer manueller Hubtisch, (9) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb	64
4.22	Foto des Gleichlauf-Prüfstand (GLPS) mit den Hauptkomponenten: (1) Mikrometer zur horizontalen Nivellierung, (2) Interferometer, (3) Tauschspulmotor auf Hebelarm, (4) FOS und Planspiegel, (5) aerostatische Zylinderführung, (6) Probenhalter, (7) manueller Hubtisch und (8) Lineartisch mit Schrittmotor.	64
5.1	Prinzipdarstellung eines Atomkraftmikroskop (engl. atomic force microscope, AFM). Die Hauptkomponenten sind: (1) Cantilever, (2) XYZ-Scanner, (3) Laserquelle, (4) PSD und (5) Datenverarbeitungs- und Steuerungseinheit. Die Pfeile entsprechen dem Signalfluss.	74
5.2	Foto des verwendeten AFM Solver der Fa. NT-MDT.	74
5.3	Oberflächenkrümmung auf einer nominell ebenen Wolfram-Carbid-Probe nach dem Abzug einer Ebene zur Kompensation der Probenverkipfung.	76
5.4	Oberflächenkrümmung auf der selben Probe wie in Abb. 5.3. Die Mittelpunkte beider Messstelle sind ca. $60\ \mu\text{m}$ verschoben.	76
5.5	Deutlich sichtbare parabolische Form der Kappe einer Saphirkugel mit einem Durchmesser $D = 4\ \text{mm}$	76
5.6	Die selbe Kugeloberfläche wie in Abb. 5.5 nach dem Abzug einer Fläche dritter Ordnung.	76
5.7	Schematischer Aufbau des Messkopfs. Komponenten: (1) Tubus zur Definition der Referenzfläche, (2) Aktor, (3) Kraftsensor, (4) geführter Eindringkörper, (5) Sensor zur relativen Messung der Eindringtiefe bzgl. der Referenzfläche, symbolisiert durch Pfeil und Messgröße h	78
5.8	Prinzipieller Kraft-Eindringungs-Verlauf zur tiefenabhängigen Messung von Eindringmodul und Härte, aus dem Anstieg dF/dh der zwischenzeitlichen Entlastungen (durchgezogene rote Linien) während des Messablaufs.	79

6.1	Beispiel für einen von drei Ausreißern bei den Nanoindentationsmessungen auf der ebenen WC–Probe (Kreis rechts, rot). Die Ergebnisse der übrigen 22 Messungen streuen deutlich weniger und sind im Vergleich auch kleiner. Ein Beispiel für eine solche Messung, ist im Kreis links (grün) zu sehen.	83
6.2	Beispiel für einen von zwei Ausreißern bei den Nanoindentationsmessungen auf der ebenen ZrO_2 –Probe (Kreis links, rot). Die Ergebnisse der übrigen 23 Messungen streuen deutlich weniger. Ein Beispiel für eine solche Messung, ist im Kreis rechts (grün) zu sehen.	84
6.3	Zurückbleibenden Eindrücke nach Nanoindentationsmessungen auf der ebenen Saphir–Probe (Kreise). Die Messungen auf Saphir zeigten zwar Risse ausgehend von den Ecken des Eindringkörpers, jedoch keine Ausreißer in Form überdurchschnittlich tiefer Eindringungen wie bei den anderen Proben.	84
6.4	Gleitreibungskoeffizienten von Saphir / Saphir als Funktion von S_q . Außerdem ist eine Ausgleichskurve dargestellt, um die Verringerung, das Minimum und den Anstieg des Reibungskoeffizienten hervorzuheben.	86
6.5	CoF von Saphir / Saphir in Abhängigkeit der Reibrichtung α auf der glattesten Saphir–Ebene ($S_q = 1,68$ nm). Der Verlauf der Datenpunkte ist mit einer angepassten Kurve hervorgehoben. Eine Periodizität entsprechend der sechszähligen Symmetrie von Saphir in der C–Ebene wurde nicht beobachtet. Die Fehlerbalken entsprechen Standardabweichung der zyklweise bestimmten CoF in der jeweiligen Reibrichtung.	87
6.6	Gleitreibungskoeffizienten von Wolframcarbid (WC) / WC in Abhängigkeit von S_q . Außerdem sind Ausgleichskurven dargestellt, um den Verlauf der Werte besser hervorzuheben. Im Gegensatz zu Saphir (Abb. 6.4), kann hier kein Minimum bei einer bestimmten Rauheit beobachtet werden, sondern ein Maximum.	87
6.7	Gleitreibungskoeffizienten von Aluminiumoxid (Al_2O_3) / Zirkonoxid (ZrO_2) in Abhängigkeit von S_q . Außerdem sind Ausgleichsgeraden dargestellt, um den Verlauf der Werte hervorzuheben. Auch hier kann im Gegensatz zu Saphir (Abb. 6.4) kein lokales Minimum beobachtet werden. Stattdessen zeigt sich ein linearer Anstieg von μ_g über S_q , mit Ausnahme der Ebene mit $S_q \approx 40$ nm.	88
6.8	Gleitreibungskoeffizient von Al_2O_3 / Saphir als Funktion des Kugeldurchmessers D in Abhängigkeit von S_q . Die zwei Proben mit der geringsten Rauheit zeigen eine Zunahme des Gleitreibungskoeffizienten über den Durchmesser, wohingegen er für die übrigen Proben nahezu konstant ist.	89
6.9	Gleitreibungskoeffizient μ_g von WC / WC als Funktion des Kugeldurchmessers in Abhängigkeit von S_q . Bis auf einen Ausreißer, zeigen diese Proben eine Verringerung von μ_g mit zunehmendem Durchmesser.	90
6.10	Rollwiderstandskoeffizient CoRR als Funktion elastischer Materialparameter. Gleitreibungskoeffizient für diese Untersuchung: $\mu_g = 0,1$	92
6.11	Rollwiderstandskoeffizient CoRR als Funktion elastischer Materialparameter. Gleitreibungskoeffizient für diese Untersuchung: $\mu_g = 0,2$	92

6.12	Rollwiderstandskoeffizient CoRR als Funktion elastischer Materialparameter. Gleitreibungskoeffizient für diese Untersuchung: $\mu_g = 0,6$	93
6.13	Rollwiderstand als Funktion der Normalkraft und der äußeren Reibung im Kontakt. Die elastischen Parameter wurden für diese Untersuchung so gewählt, dass sie der Paarung von Stahl / Saphir entsprechen.	93
6.14	Beispiel für das Einlaufverhalten beim freien Rollen von Saphir–Kugel ($D = 2\text{ mm}$) / Saphir–Ebene ($S_q \approx 223\text{ nm}$).	94
6.15	Beispiel für das Einlaufverhalten beim freien Rollen von Al_2O_3 –Kugel ($D = 3\text{ mm}$) / ZrO_2 –Ebene ($S_q \approx 38,2\text{ nm}$).	94
6.16	CoRR von Saphir–Kugeln / Saphir–Ebenen als Funktion des Rauheitswerts S_q . Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.	96
6.17	CoRR von 100Cr6–Kugeln / 100Cr6–Ebenen als Funktion des Rauheitswerts S_q . Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.	96
6.18	CoRR von WC–Kugeln / WC–Ebenen als Funktion des Rauheitswerts S_q . Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.	97
6.19	CoRR aller getesteten Materialpaarungen als Funktion von S_q und in Abhängigkeit des Kugeldurchmessers als Parameter. Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.	97
6.20	Verteilung der Korrelationskoeffizienten der Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion von S_q aller getesteten Materialpaarungen.	98
6.21	Verteilung der Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion von S_q aller getesteten Materialpaarungen. Der Median der Verteilung liegt bei ca. $2 \cdot 10^{-5}$	99
6.22	Doppelt–logarithmische Darstellung des CoRR von ZrO_2 –Kugeln / ZrO_2 –Ebenen als Funktion des Radius’ und Parameters S_q	99
6.23	Doppelt–logarithmische Darstellung des CoRR von 100Cr6–Kugeln / Saphir–Ebenen als Funktion des Radius’ und Parameters S_q	99
6.24	Verteilung der Korrelationskoeffizienten R der logarithmischen Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion des Radius’ und der Rauheit S_q als Parameter für alle getesteten Materialpaarungen.	100
6.25	Verteilung der Anstiege der Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion des Radius’ für alle getesteten Materialpaarungen.	101
6.26	CoRR als Funktion von Rauheit (S_q) und Kugelradius für die Materialpaarung Saphir / Saphir. Die Messdaten wurden mit der Funktion aus Gleichung (Glg.) 6.1 angepasst. Die Fit–Ergebnisse sind nebenstehend dargestellt.	102
6.27	CoRR als Funktion von Rauheit (S_q) und Kugelradius für die Materialpaarung ZrO_2 / WC. Die Messdaten wurden mit der Funktion aus Glg. 6.1 angepasst. Die Fit–Ergebnisse sind nebenstehend dargestellt.	103
6.28	Positionsschleppfehler ($RMSE_{pos}$) von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 100\text{ }\mu\text{m/s}$	104
6.29	Geschwindigkeitsschleppfehler ($RMSE_{velo}$) von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 100\text{ }\mu\text{m/s}$	105
6.30	$RMSE_{pos}$ von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 20\text{ }\mu\text{m/s}$	105
6.31	$RMSE_{velo}$ von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 20\text{ }\mu\text{m/s}$	106

6.32	$RMSE_{pos}$ von Saphir / Saphir bei $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$. Im Fall des kleinsten Kugeldurchmessers $D = 1 \text{ mm}$ und der größten Rauheit $S_q = 322,5 \text{ nm}$ konnte keine zuverlässigen Daten ermittelt werden, da hier mancherorts der Rollwiderstand so groß wurde, dass der Regler der Achse wegen zu großer Schleppfehler abgeschaltet wurde.	107
6.33	$RMSE_{pos}$ von Saphir / Saphir bei $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$. Für jeden Kugeldurchmesser wurde eine Ausgleichsgerade eingezeichnet.	107
6.34	Das Diagramm zeigt am Beispiel von Saphir ($D = 5 \text{ mm}$) / 100Cr6 ($S_q \approx 118 \text{ nm}$) die Ermittlung des CoIH. Die Hystereseverluste pro Lastzyklus werden in Abhängigkeit der maximal erreichten Last dargestellt und mit einer Ausgleichsgerade angepasst. Deren Anstieg definiert den CoIH.	109
6.35	Das Diagramm zeigt am Beispiel von Saphir ($D = 5 \text{ mm}$) / 100Cr6 ($S_q \approx 118 \text{ nm}$) die Ermittlung des CoID. Die maximalen Eindringtiefen werden in Abhängigkeit der maximal erreichten Last der Be- / Entlastungszyklen dargestellt und mit einer Ausgleichsgerade angepasst. Deren Anstieg definiert den CoID.	109
6.36	Beispiel für das Einlaufverhalten von W_{Fi} und h_c während Messungen mit dem IHPS an Saphir-Kugel ($D = 2 \text{ mm}$) / Saphir-Ebene ($S_q \approx 223 \text{ nm}$) bei $F_{n,max} = 50 \text{ mN}$. .	110
6.37	Beispiel für das Einlaufverhalten von h_{max} während Messungen mit dem IHPS an Saphir-Kugel ($D = 2 \text{ mm}$) / Saphir-Ebene ($S_q \approx 223 \text{ nm}$) bei $F_{n,max} = 50 \text{ mN}$	110
6.38	Darstellung des CoIH über S_q für die Paarung Saphir / 100Cr6 in Abhängigkeit der Kugeldurchmessers mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden.	111
6.39	Darstellung des CoIH über S_q für die Paarung Al_2O_3 / ZrO_2 in Abhängigkeit der Kugeldurchmessers mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden.	111
6.40	Darstellung der selben Messdaten wie in Abb. 6.38, jedoch über Ψ anstelle von S_q . .	111
6.41	Darstellung der selben Messdaten wie in Abb. 6.39, jedoch über Ψ anstelle von S_q . .	111
6.42	Darstellung von Messpunkten $\left(x = S_q / y = \sqrt{\frac{S_q}{Rc}}\right)$ am Beispiel der Paarung Saphir / 100Cr6 für verschiedene Kugeldurchmesser. S_q und Rc sind jeweils die kombinierten Größen beider Oberflächen. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der linearen Fehlerrechnung des dargestellten Ausdrucks. Im vorhandenen linearen Verlauf ist die Ursache dafür zu sehen, dass der CoIH nicht nur über S_q , sondern auch über Ψ linear anwächst.	112
6.43	Darstellung von $\mu_i(S_q)$ für die Paarung Al_2O_3 / WC in Abhängigkeit der Kugeldurchmessers mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden.	113
6.44	Logarithmische Darstellung von $\mu_i(R)$, jeweils mit Ausgleichsgerade, für Saphir / 100Cr6.	114
6.45	Logarithmische Darstellung von $\mu_i(R)$, jeweils mit Ausgleichsgerade, für Al_2O_3 / WC.	114
6.46	Verteilung der Achsenabschnitte a_0 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_i(R)$ für alle getesteten Paarungen.	114
6.47	Verteilung der Anstiege a_1 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_i(R)$ für alle getesteten Paarungen.	114

6.48	Verteilung der Korrelationskoeffizienten der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_i(R)$ für alle getesteten Materialpaarungen.	115
6.49	Darstellung der Kontaktnachgiebigkeit über der Rauheit für die Paarung Saphir / 100Cr6 in Abhängigkeit des Durchmessers. Ausgleichsgeraden wurde eingezeichnet.	115
6.50	Darstellung der Kontaktnachgiebigkeit über der Rauheit für die Paarung ZrO_2 / Saphir in Abhängigkeit des Durchmessers. Ausgleichsgeraden wurde eingezeichnet.	115
6.51	Logarithmische Darstellung von $\mu_h(R)$ für Saphir / 100Cr6, jeweils mit Ausgleichsgerade.	116
6.52	Logarithmische Darstellung von $\mu_h(R)$ für ZrO_2 / Saphir, jeweils mit Ausgleichsgerade.	116
6.53	Verteilung der Korrelationskoeffizienten der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_h(R)$ für alle getesteten Materialpaarungen.	116
6.54	Verteilung der Achsenabschnitte a_0 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_h(R)$ aller getesteten Materialpaarungen.	117
6.55	Verteilung der Anstiege a_1 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_h(R)$ aller getesteter Materialpaarungen.	117
7.1	Rollwiderstand als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung wurden so gewählt, dass sie dem Kontakt von Stahl gegen Saphir entsprechen. Die Auswertung basiert auf den Daten für $F_n = 1,0\text{ N}$ aus Abb. 6.13. Weiterhin ist eine Ausgleichskurve und deren Fit-Parameter dargestellt, um den Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.	120
7.2	Rollwiderstand als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung wurde so gewählt, dass sie dem Kontakt von WC / Saphir entsprechen. Weiterhin ist eine Ausgleichskurve und deren Fit-Parameter dargestellt, um den Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.	121
7.3	Rollwiderstand als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung wurde so gewählt, dass sie dem Kontakt von WC / Saphir entsprechen. Weiterhin ist eine Ausgleichskurve dargestellt, um den Verlauf der Messpunkte hervorzuheben. Aus deren Fit-Parametern wurde die Stelle des maximalen Rollwiderstands berechnet.	122
7.4	Grafische Darstellung der von BIKERMAN in Tab. I in [7] dokumentierten Daten für Winkel des Losrollens α_2 in Abhängigkeit des Rauheitswertes Rp	123
7.5	Darstellung der von BIKERMAN in Tab. I in [7] dokumentierten Daten. Winkel des Losrollens α_2 in Abhängigkeit des Radius' R	124
7.6	Daten der numerischen Untersuchung des Rollwiderstandskoeffizienten als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung entsprechen dem Kontakt von WC / Saphir. Der dargestellte Bereich des Gleitreibungskoeffizienten entspricht den mit dem MT gemessenen Werten. Weiterhin ist eine Ausgleichsgerade mit deren Fit-Parametern dargestellt.	125

7.7	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung WC / Saphir. Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.	126
7.8	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung Al_2O_3 / ZrO_2 . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den generellen Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.	126
7.9	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung Al_2O_3 / WC. Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den generellen Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.	127
7.10	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung ZrO_2 / ZrO_2 . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den generellen Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.	127
7.11	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung Al_2O_3 / WC mit dem zugehörigen Verlauf von S_q	128
7.12	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung ZrO_2 / ZrO_2 mit dem zugehörigen Verlauf von S_q	128
7.13	Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung 100Cr6 / 100Cr6 mit dem zugehörigen Verlauf von S_q	129
7.14	Rollwiderstandskoeffizient μ_r in Abhängigkeit des Indentationshysteresekoeffizienten μ_i für die Materialpaarung Al_2O_3 / Saphir. Zusätzlich zu den nach Durchmesser getrennten Messdaten, sind Ausgleichsgeraden und Angaben zu deren Fit-Parametern dargestellt.	130
7.15	CoRR in Abhängigkeit von CoIH für die Materialpaarung ZrO_2 / ZrO_2 . Zusätzlich zu den nach Durchmesser getrennten Messdaten, sind Ausgleichsgeraden und Angaben zu deren Fit-Parametern dargestellt.	131
7.16	Häufigkeitsverteilung (grau / schwarz) sowie kumulierte Häufigkeitsverteilung (rot) der Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden $\mu_r = a_1 \cdot \mu_i + a_0$ für alle getesteten Materialpaarungen und Durchmesser. Im Mittel aller Messdaten ist $a_0 \approx 0$	131
7.17	Häufigkeitsverteilung (grau / schwarz) sowie kumulierte Häufigkeitsverteilung (rot) der Korrelationskoeffizienten R der Ausgleichsgeraden $\mu_r = a_1 \cdot \mu_i + a_0$ für alle getesteten Materialpaarungen und Durchmesser. Die kumulierte Verteilung zeigt, dass für 80% der Messdaten $R \geq 0,8$ ist, worin die gute lineare Korrelation von CoRR und CoIH zum Ausdruck kommt.	132
7.18	Darstellung von CoRR über CoIH und Radius für Saphir / ZrO_2 . Weiterhin ist die Funktion $\mu_r(\mu_i, R) = \frac{\mu_{\mu_i} \cdot \mu_i + \mu_0}{R^a}$ dargestellt, mit der die Messdaten angepasst wurden.	133
7.19	Darstellung von CoRR über den mit \bar{a}_c skalierten CoIH und über den Radius für Saphir / ZrO_2 . Weiterhin ist die Funktion dargestellt, mit welcher die Messdaten angepasst wurden.	136
7.20	Häufigkeitsverteilung der Offsets $\mu_0 / 10^{-5}$ aus Glg. 7.18 nach der Auswertung über alle getesteten Materialpaarungen.	137

7.21	Häufigkeitsverteilung der Anstiege $\mu_{\mu_i} / (\text{mN/pJ} \cdot \mu\text{m})$ aus Glg. 7.18 nach der Auswertung über alle getesteten Materialpaarungen.	137
7.22	Korrelation von CoIH und CoID am Beispiel der Messdaten der Paarung WC / WC. Die Messpunkte wurden mit Ausgleichsgeraden angepasst, um deren Verlauf hervorzuheben.	139
7.23	Verteilung der Korrelationskoeffizienten bei Darstellung von CoIH über CoID für alle getesteten Materialpaare und Durchmesser.	140
7.24	Darstellung der Sensitivitätskoeffizienten μ_{Sq} über E^* einschließlich einer Ausgleichsgerade. Die rot markierten Datenpunkte wurden als Ausreißer eingeordnet und für die weitere Diskussion vernachlässigt.	141
7.25	Darstellung der selben Daten wie in Abb. 7.24, jedoch ohne die oben erwähnten Ausreißer. Eine entsprechende Ausgleichsgerade und Fit-Parameter sind ebenfalls dargestellt.	142
7.26	Darstellung der Sensitivitätskoeffizienten μ_{Sq} über H_{rms} einschließlich einer Ausgleichsgerade und deren Fit-Parameter.	142
7.27	Darstellung des Zusammenhangs zwischen der quadratisch gemittelten Härte H_{rms} und dem Kontaktmodul E^* . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade mit ihren Fit-Parametern gezeigt.	143
7.28	Darstellung des Offsets μ_0 über dem Kontaktmodul E^* . Außerdem ist eine Ausgleichsgerade und deren Fit-Parametern dargestellt.	144
7.29	Darstellung des Offsets μ_0 über dem quadratischen Mittelwert H_{rms} einschließlich Ausgleichsgerade und deren Fit-Parametern.	144
7.30	Darstellung des Exponenten a über dem Kontaktmodul E^* einschließlich Ausgleichsgerade und dazugehörige Fit-Parameter.	145
7.31	Darstellung des Exponenten a über Härte H_{min} des weicheren Kontaktpartners einschließlich Ausgleichsgerade und dazugehörige Fit-Parameter.	146
7.32	Positionsschleppfehler für die Materialpaarung 100Cr6 / 100Cr6 bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ an unterschiedlichen Orten (Spuren in Abständen von 0,1 mm) auf der ebenen Probe. Durchmesser der Kugel: $D = 1 \text{ mm}$. Rauheit der ebenen Probe: $S_q = 118,7 \text{ nm}$. . .	147
7.33	Positionsschleppfehler für die Materialpaarung 100Cr6 / 100Cr6 bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ an unterschiedlichen Orten (Spuren in Abständen von 0,1 mm) auf der ebenen Probe. Durchmesser der Kugel: $D = 1 \text{ mm}$. Rauheit der ebenen Probe: $S_q = 118,7 \text{ nm}$. . .	148
7.34	Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ für die Materialpaarung Saphir / Saphir in Abhängigkeit des Rauheitswertes S_q . Ebenso sind Ausgleichsgeraden für jede Messreihe / jeden Kugeldurchmesser dargestellt.	149
7.35	Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ für die Materialpaarung Saphir / Saphir in Abhängigkeit des Rauheitswertes S_q . Ebenso sind Ausgleichsgeraden für jede Messreihe / jeden Kugeldurchmesser dargestellt.	149
7.36	Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ für die Materialpaarung Saphir / Saphir. Die Daten sind dem Durchmesser entsprechend gruppiert und die Rauheit der ebenen Proben ist farbkodiert.	150

7.37 Höhenabweichung auf der 100Cr6-Ebene mit $S_q = 118,7$ nm während der Messung der $RMSE_{pos}$ bei $v = 100 \mu\text{m/s}$. Die Messdaten wurden zeitgleich mit den in Abb. 7.33 dargestellten Daten aufgenommen.	151
7.38 Darstellung der Standardabweichung der ortsabhängig gemessenen CoRR über der RMS-Rauheit S_q für die Paarung Saphir / Saphir.	152
A.1 Schematische Darstellung der Anordnung zur Normalkraftkalibrierung mit Umlenkrolle, Gewichtsstück und Verformungskörper (symbolisiert durch Feder).	170
A.2 Schematische Darstellung der Anordnung zur Tangentialkraftkalibrierung mit Umlenkrolle, Gewichtsstück und Verformungskörper (symbolisiert durch Feder).	170
A.3 Beispiel einer Tangentialkraftkalibrierung mit Messpunkten und Ausgleichsgerade. Die angegebene Unsicherheit entspricht dem 95%-Konfidenzintervall der Fit-Parameter.	170
A.4 Schematische Darstellung der Kraft F an der Position s infolge eines zyklischen Messvorgangs. Das Umlaufintegral entspricht der verrichteten Arbeit und wird in Abtastsystemen als Summe von Kreuzprodukten aufeinanderfolgender vektorisierter Messpunkte \vec{w}_i und \vec{w}_{i+1} approximiert.	171
A.5 Plausibilitätsprüfung der berechneten Verlustarbeit. Der daraus berechnete Rollwiderstand ist etwas größer als die Differenz der Kraftmittelwerte von Hin- und Rückweg. Dieser Effekt wird der Bewegungsumkehr zugeschrieben.	172
A.6 Schematische Darstellung der messtechnischen Kette für die Messung der Auslenkung eines Verformungskörpers zur Kraftmessung. Die wesentlichen Bestandteile der Kette sind: Interferometer, Gestell und Planspiegel	173
A.7 Manuell aufgenommene Kennlinie zur Kalibrierung der Kraftkonstante. Es sind Messpunkte sowie eine Ausgleichsgerade mit Geradengleichung angegeben. Die Kraftkonstante entspricht dem Anstieg der Gerade.	179
A.8 Schematische Darstellung der messtechnischen Kette für die Messung der Auslenkung der Federführung sowie zur Messung der Eindringtiefe.	179
A.9 Messreihe der Eindringtiefe h der Saphirkugel Sa_H1 in die polierte ebene Saphirprobe Sa_P2 . Dargestellt ist der arithmetische Mittelwert aus zehn Kurven, die an unterschiedlichen Orten aufgenommen wurden sowie das obere und untere Konfidenzband, welches plus / minus einer Standardabweichung entspricht.	183
A.10 Verlauf gemessenen der Intensität-Abstand-Charakteristik eines FOS. Die Intensität wurde auf den Wert im Peak-Abstand normiert.	185
A.11 Beispiel für eine FOS-Umkehrkennlinie (schwarz) im Bereich MB2 mit überlagertem Ausgleichspolynom achter Ordnung (rot).	185
A.12 Residuum zwischen der oben dargestellten FOS-Umkehrkennlinie und dem Ausgleichspolynom achter Ordnung. Die rote Linie ist ein Polynom noch höherer Ordnung.	186
A.13 Rauschsignal nach Abzug der Residuen (s. Abb. A.12). Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien markiert eine Rauschbandbreite von viermal der Standardabweichung $\sigma \approx 18,7$ nm.	187

B.1	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Al_2O_3 / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	194
B.2	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Al_2O_3 / WC. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	194
B.3	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Al_2O_3 / ZrO_2 . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	195
B.4	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Saphir / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	195
B.5	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Saphir / 100Cr6. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	196
B.6	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Saphir / ZrO_2 . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	196
B.7	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von 100Cr6 / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	197
B.8	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	197
B.9	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von WC / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	198
B.10	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von WC / WC. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	198
B.11	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von WC / ZrO_2 . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	199
B.12	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von ZrO_2 / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	199
B.13	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von ZrO_2 / WC. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	200
B.14	Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von ZrO_2 / ZrO_2 . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	200
C.1	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Al_2O_3 / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	206
C.2	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Al_2O_3 / WC. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	206
C.3	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Al_2O_3 / ZrO_2 . Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	207
C.4	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Saphir / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	207
C.5	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Saphir / 100Cr6. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	208
C.6	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Saphir / ZrO_2 . Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	208

C.7	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von 100Cr6 / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	209
C.8	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	209
C.9	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von WC / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	210
C.10	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von WC / WC. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	210
C.11	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von WC / ZrO_2 . Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	211
C.12	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von ZrO_2 / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	211
C.13	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von ZrO_2 / WC. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	212
C.14	Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von ZrO_2 / ZrO_2 . Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	212
D.1	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	216
D.2	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von Al_2O_3 / Saphir. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	216
D.3	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von Al_2O_3 / WC. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	217
D.4	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von Al_2O_3 / ZrO_2 . Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	217
D.5	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von Saphir / Saphir. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	218
D.6	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von WC / Saphir. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	218
D.7	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von WC / WC. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	219
D.8	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von WC / ZrO_2 . Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	219
D.9	Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von ZrO_2 / ZrO_2 . Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	220
E.1	Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	221
E.2	Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	222
E.3	Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	222

E.4	Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	223
E.5	Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	224
E.6	Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	225
E.7	Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	225
E.8	Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.	226
F.1	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>glattesten</i> 100Cr6-Ebene (100Cr6_P1). . .	228
F.2	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>rausten</i> 100Cr6-Ebene (100Cr6_P8). . .	228
F.3	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>glattesten</i> WC-Ebene (WC_P1).	229
F.4	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>rausten</i> WC-Ebene (WC_P7).	229
F.5	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>glattesten</i> ZrO ₂ -Ebene (ZrO ₂ _P0_GF4). .	230
F.6	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>rausten</i> ZrO ₂ -Ebene (ZrO ₂ _P8).	230
F.7	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>glattesten</i> Saphir-Ebene (Sa_P2).	231
F.8	3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessen <i>rausten</i> Saphir-Ebene (Sa_P0).	231
F.9	3D-Rauheitsprofil der Saphir-Ebene Sa_P5. Diese war gemessen an S_q die raueste Saphir-Probe für die Rollwiderstand-, Gleitreibungs- und Kugelindentationsmessungen. Einzig die Probe Sa_P0 (s. Abb. F.8), welche jedoch nur für die Gleichlaufuntersuchung benutzt wurde, war noch rauer. Links ist Sa_P5 im selben Maßstab wie die rausten Proben aus ZrO ₂ , 100Cr6 oder WC (s. Abb. F.2, F.4 und F.6) dargestellt. Rechts im selben Maßstab wie Sa_P0 (vgl. Abb. F.8).	231
F.10	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Saphir-Kugel mit $D = 1\text{mm}$. . .	233
F.11	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Saphir-Kugel mit $D = 2\text{mm}$. . .	234
F.12	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Saphir-Kugel mit $D = 4\text{mm}$. . .	234
F.13	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der ZrO ₂ -Kugel mit $D = 1\text{mm}$. . .	235
F.14	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der ZrO ₂ -Kugel mit $D = 3\text{mm}$. . .	235
F.15	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der ZrO ₂ -Kugel mit $D = 6\text{mm}$. . .	236
F.16	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der WC-Kugel mit $D = 1\text{mm}$. . .	237
F.17	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der WC-Kugel mit $D = 3\text{mm}$. . .	237
F.18	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der WC-Kugel mit $D = 6\text{mm}$. . .	238
F.19	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der 100Cr6-Kugel mit $D = 1\text{mm}$. . .	239
F.20	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der 100Cr6-Kugel mit $D = 3\text{mm}$. . .	239
F.21	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der 100Cr6-Kugel mit $D = 6\text{mm}$. . .	240
F.22	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Al ₂ O ₃ -Kugel mit $D = 1\text{mm}$. . .	240
F.23	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Al ₂ O ₃ -Kugel mit $D = 3\text{mm}$. . .	240
F.24	Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Al ₂ O ₃ -Kugel mit $D = 6\text{mm}$. . .	241

G.1	Schematische Darstellung eines Kugel–Ebene–Kontakts bei stationärem Rollen. Die Kontaktfläche kann entsprechend der HERTZschen Druckverteilung als Kugelkappe bzw. in der zweidimensionalen Darstellung als Kreis angenommen werden.	243
H.1	Wirkungs–Last–Kurve am Beispiel einer Gleitreibungsmessung für das Probenpaar Saphir–Kugel ($D = 1\text{ mm}$) / Saphir–Ebene ($S_q \approx 1.7\text{ nm}$). Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade mit den dazugehörigen Fit-Ergebnissen dargestellt. Die Fehlerbalken in diesem Beispiel sind teilweise kleiner als die Symbole.	248
H.2	Beispiel für das Einlaufverhalten der Gleitreibung von Saphir–Kugel ($D = 2\text{ mm}$) / Saphir–Ebene ($S_q \approx 72\text{ nm}$). Die nominelle Normalkraft für dieses Experiment war $250\text{ }\mu\text{N}$	249

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht über Wechselwirkungen zwischen Teilchen sowie deren Wechselwirkungspotential als Funktion des Abstands (nach Table 2.2 in [9]).	19
4.1	In der Literatur beschriebene Rollwiderstandsmessungen, unter Angabe des Verfahrens sowie wesentlicher Randbedingungen.	37
4.2	Abgeleitete Anforderungen an das RRT	38
4.3	Abgeleitete Anforderungen an das MT	40
4.4	Abschätzung der unteren und oberen Grenze der Hysteresebreite $\overline{\Delta z}$ anhand des HERTZschen Kontakts unterschiedlich steifer selbst-gepaarter Kugel-Ebene Kontakte. Die angegebenen Rollwiderstandskoeffizienten entsprechen dem Minimal- bzw. Maximalwert aus Tab. 4.2.	43
4.5	Anforderungen an den Messaufbau für Kugel-Indentations-Versuche.	44
4.6	Anforderungen an den Messaufbau für die Gleichlaufmessung.	47
4.7	Kalibrierte Werte der Federsteifigkeit für die Normal- und Tangentialkraftmessung im RRT.	52
4.8	Kalibrierte Werte der Federsteifigkeit für die Normal- und Tangentialkraftmessung im MT.	56
4.9	Kalibrierte Steifigkeit der Federführung im IHPS.	60
4.10	Übersicht über die Kontakt- und Materialparameter für die numerische Untersuchung des Rollwiderstands, in Abhängigkeit der elastischen Eigenschaften.	66
4.11	Übersicht über die Kontakt- und Materialparameter für die numerische Untersuchung des Rollwiderstands, in Abhängigkeit von Last und Gleitreibungskoeffizient am Beispiel von Saphir und 100Cr6-Stahl.	66
5.1	Recherchierte Werte des Elastizitätsmoduls.	68
5.2	Recherchierte Werte der POISSON-Zahl.	68
5.3	Recherchierte Härtewerte. Falls in den Quellen nicht die VICKERS-Härte angegeben war, wurde eine entsprechende Umwertung anhand der im Standard ASTM E140-07 [10] angegebenen Tabellen bzw. Fit-Funktionen durchgeführt.	69
5.4	Zusammenstellung der recherchierten Mittelwerte von E-Modul \overline{E} , POISSON-Zahl $\overline{\nu}$ und VICKERS-Härte \overline{HV} aus den Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3.	69
5.5	Zusammenstellung der Werte $1/\Psi^*$ für alle Permutationen der in Tab. 5.4 angegebenen Materialien. Für Paarungen mit größeren Werten wird vermutet, dass sie einen geringeren Rollwiderstand zeigen.	70

5.6	Aufsteigend sortiere Werte $1/\Psi^*$ aus Tab. 5.5. Die unterstrichenen Werte sind in etwa äquidistant verteilt und markieren die engere Auswahl von Tribopaaren für die experimentellen Untersuchungen, wobei versucht wurde, die Anzahl unterschiedlicher Materialien relativ gering zu halten.	71
5.7	Überblick über die verwendeten Materialien der Kugeln und Ebenen unter Angabe der Bezugsquelle.	71
5.8	Spezifikationen der verwendeten AFM-Spitzen vom Typ RTESPA der Fa. Bruker. Dies sind Antimon-dotierte, rechteckige Spitzen mit einer rückseitigen Aluminium-Schicht zur Erhöhung der Reflektivität.	75
6.1	RMS-Rauheit S_q der 100Cr6-Ebenen.	81
6.2	RMS-Rauheit S_q der WC-Ebenen.	81
6.3	RMS-Rauheit S_q der ZrO_2 -Ebenen.	81
6.4	RMS-Rauheit S_q der Saphir-Ebenen.	81
6.5	RMS-Rauheit S_q der ZrO_2 -Kugeln.	82
6.6	RMS-Rauheit S_q der WC-Kugeln.	82
6.7	RMS-Rauheit S_q der 100Cr6-Kugeln.	82
6.8	RMS-Rauheit der Al_2O_3 -Kugeln.	82
6.9	RMS-Rauheit S_q der Saphir-Kugeln.	82
6.10	Ergebnisse der Nanoindentationsmessung.	82
6.11	Versuchsparameter für die Messung der Gleitreibungskoeffizienten mit dem MT.	85
6.12	Minimum ($\mu_{g,min}$), Maximum ($\mu_{g,max}$), arithmetischer Mittelwert ($\overline{\mu_g}$) und Standardabweichung (σ_{μ_g}) der Gleitreibungskoeffizienten für die jeweiligen Materialpaare. Die Angaben beziehen sich jeweils auf alle Ebenen und Kugeln einer Materialkombination.	91
6.13	Versuchsparameter für die Messung der Rollwiderstandskoeffizienten mit dem RRT.	95
6.14	Versuchsparameter für die Messung der Schleppfehler mit dem GLPS.	104
6.15	Versuchsparameter für die Messung der elastischen Hysterese mit dem IHPS.	108
7.1	Auflistung der Parameter zur Beschreibung der Materialabhängigkeit des CoRR in Glg. 7.20. Die Variablen E^* , S_q und R sind dazu in den Einheiten GPa, nm bzw. mm zu verwenden.	146
A.1	Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse der Luftbrechzahl	175
A.2	Eingangsgrößen, inklusive der Ergebnisse der Messunsicherheitsanalyse der Brechzahlen von Luft, zur Bestimmung der Messunsicherheit der Tangentialkraft-Auslenkung am RRT.	176
A.3	Eingangsgrößen, inklusive des Ergebnisses der Unsicherheitsanalyse der Tangentialkraftauslenkung, zur Bestimmung der Unsicherheit der Tangentialkraftmessung. Das Ergebnis, der sich daraus ergebenden Messunsicherheit der Tangentialkraft, ist ebenfalls angegeben.	176
A.4	Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Auslenkung des Normalkraftsensors am RRT.	177

A.5	Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse der Normalkraftmessung einschließlich des Ergebnisses.	177
A.6	Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten einschließlich des Ergebnisses bei der Normalkraft $F_n \approx 30$ mN.	178
A.7	Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten einschließlich des Ergebnisses bei der Normalkraft $F_n \approx 100$ mN.	178
A.8	Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten einschließlich des Ergebnisses bei der Normalkraft $F_n \approx 300$ mN.	178
A.9	Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Führungsauslenkung im IHPS. Die Anzahl der Interferenzordnungen ΔK entspricht dem oben beschriebenen Startabstand der Proben von ca. $50 \mu\text{m}$	180
A.10	Ergebnisse der Messunsicherheitsanalyse im IHPS für Führungsauslenkung und Rückstellkraft.	180
A.11	Werte zur Abschätzung der Messunsicherheit der Antriebskraft im IHPS.	180
A.12	Werte zur Abschätzung der Unsicherheit der Indentationskraftmessung im IHPS.	181
A.13	Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Eindringtiefe h mit dem IHPS sowie das Ergebnis.	182
A.14	Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Eindringtiefe h mit dem IHPS sowie das Ergebnis. Die angegebenen Werte beruhen auf der oben beschriebenen Abschätzung.	183
A.15	Eingangsgrößen, Δx und k_t , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Tangentialkraftmessung im MT. Die Berechnung wurde für einen Nennkraft von $1000 \mu\text{N}$ durchgeführt.	188
A.16	Eingangsgrößen, Δz und k_n , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Normalkraftmessung im MT. Die Berechnung wurde für einen Nennkraft von $2500 \mu\text{N}$ durchgeführt.	188
A.17	Eingangsgrößen, F_t und F_n , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Messung des Gleitreibungskoeffizienten im MT. Zur Analyse wurde der nominelle Gleitreibungskoeffizient 0,4 und die Normalkraft $F_n = 250 \mu\text{N}$ benutzt.	189
A.18	Eingangsgrößen, F_t und F_n , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Messung des Gleitreibungskoeffizienten im MT. Zur Analyse wurde der nominelle Gleitreibungskoeffizient 0,4 und die Normalkraft $F_n = 2500 \mu\text{N}$ benutzt.	189
B.1	Übersicht der gemessenen Rollwiderstandskoeffizienten $CoRR$	192
B.2	Übersicht der Standardabweichungen der Rollwiderstandskoeffizienten $CoRR$	193
C.1	Übersicht der gemessenen Indentationshysterese-Koeffizienten $CoIH$	202
C.2	Übersicht der Standardabweichungen der gemessenen Indentationshysterese-Koeffizienten $CoIH$	203
C.3	Übersicht der gemessenen Koeffizienten der Eindringtiefe $CoID$	204
C.4	Übersicht der Standardabweichungen der gemessenen Koeffizienten der Eindringtiefe $CoID$	205

D.1	Übersicht der gemessenen Gleitreibungskoeffizienten CoF	214
D.2	Übersicht der Standardabweichungen der gemessenen Gleitreibungskoeffizienten CoF	215
F.1	Beschreibung der 3D-Rauheitsparameter. Alle Parameter beziehen sich auf ein Höhenprofil, welches über einer zweidimensionalen Scan-Ebene gemessen und Hochpass-gefiltert wurde.	227
F.2	Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus 100Cr6-Stahl.	228
F.3	Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus WC.	229
F.4	Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus ZrO_2	230
F.5	Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus Saphir.	232
F.6	Oberflächenrauheit der Saphir-Kugeln.	233
F.7	Oberflächenrauheit der ZrO_2 -Kugeln.	235
F.8	Oberflächenrauheit der WC-Kugeln.	237
F.9	Oberflächenrauheit der 100Cr6-Kugeln.	239
F.10	Oberflächenrauheit der Al_2O_3 -Kugeln.	240

1 Einleitung

Die technische Nutzung von Gleit- und Rollkontakten mit und ohne Schmierung reicht weit in die Vergangenheit zurück. Bereits im alten Ägypten wurde für den Bau von Pyramiden der Kontakt zwischen den Kufen der schlittenähnlichen Transportgeräte und dem Untergrund mit Flüssigkeiten geschmiert (s. Abb. 1.1) [11]. Auch wurden abgenutzte Schlagsteine gefunden, die nach ihrer eigentlichen Verwendung teils so abgerundet waren, dass sie offenbar unter schweren Sarkophagen als einfache Wälzkörper und Drehlager wiederverwendet wurden [1].

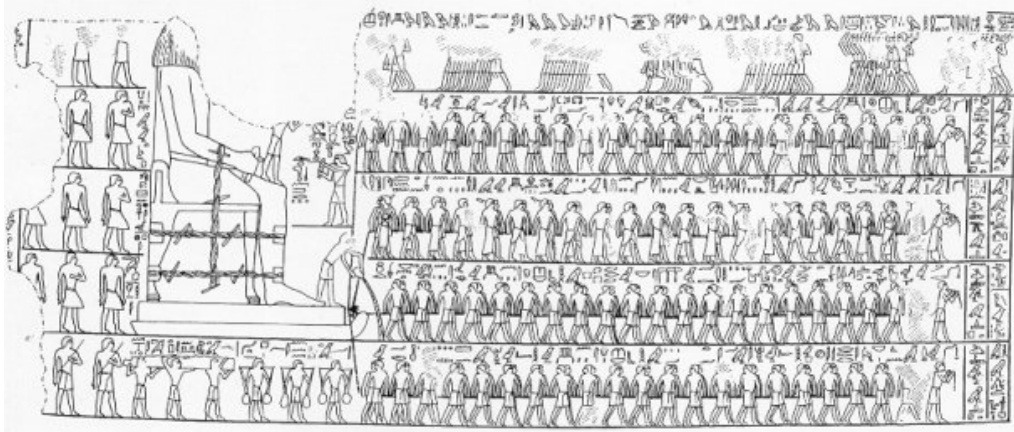


Abbildung 1.1: Darstellung des Transports einer Statue, mit einer geschätzten Masse von 58 t, aus dem Grab von Djehutihotep. Die Statue wird auf einem Schlitten gezogen, dessen Kontakt zum Untergrund offenbar geschmiert wurde. Bild entnommen aus „The Complete Pyramids“ von Mark Lehner [1].

Seither wurden viele Arbeiten zur Untersuchungen des Bewegungswiderstands beim Gleiten und Rollen durchgeführt, wobei die ersten Schriften darüber von LEONARDO DA VINCI gegen Ende des 15. Jh. verfasst wurden [12]. Er kam zu folgenden grundlegenden Erkenntnissen: a) der Bewegungswiderstand verdoppelt sich, wenn die Last verdoppelt wird und b) der Widerstand ist von der Größe der sich berührenden Oberflächen unabhängig. Zu den selben Erkenntnissen kam auch AMONTON etwa 200 Jahre nach ihm [13]. Später, in der zweiten Hälfte des 18. Jh., führte COULOMB u.a. Gleitreibungsexperimente durch, die darüber hinaus zeigten, dass die Reibung weitestgehend unabhängig von der Geschwindigkeit ist [14]. Aus diesen Sachverhalten folgt ein mathematisches Gesetz, welches heute als das COULOMBSche oder AMONTON-COULOMBSche Gleitreibungsgesetz $F_r = \mu_g \cdot F_n$ bekannt ist [15]. Weiterhin wurden von COULOMB Rollwiderstandsexperimente mit Holzwalzen auf Holzebenen durchgeführt, woraus er die Proportionalität von Rollwiderstand und Last sowie die umgekehrte Proportionalität zum Radius empirisch ableitete ($F_r = \mu_r \cdot \frac{F_n}{R}$). LEONARDO DA VINCI, AMONTON und COULOMB könnten daher als die ersten Tribologen der

Geschichte bezeichnet werden, wobei der Begriff „Tribologie“, wörtlich Reibungslehre, jedoch erst im 20. Jh. im Zuge des Jost-Reports von 1966 geprägt wurde [16].

Die Tribologie befasst sich mit der Beobachtung und Analyse mechanischer, physikalischer und chemischer Vorgänge im Kontaktbereich sich berührender Körper beim Haften, Gleiten und Rollen. Im Kontakt kann dabei Verschleiß im klassischen Sinn als Materialabtrag und / oder -übertrag auftreten, aber auch als Stoff- und Formänderungsprozess (u.a. Rissbildung, Delamination) ohne direkten Materialtransfer [16]. Aufgrund der vielen Einflüsse auf den tribologischen Kontakt, wie z.B. die Elastizität der Kontaktpartner, deren Oberflächenbeschaffenheit, ihre chemischen Eigenschaften sowie die Wirkung von Schmierstoffen, um einige zu nennen, wird die Tribologie heute als inter- und multidisziplinäres Gebiet verstanden.

Reibung, eines der zentralen Phänomene in der Tribologie, ist einfach ausgedrückt, der Widerstand der einer Bewegung entgegenwirkt. Nicht selten wird Reibung erst dann bewusst wahrgenommen, wenn sie zu groß oder zu klein ist, wie etwa bei einer schlecht geschmierten Fahrradkette, beim Ziehen schwerer Lasten auf Schlitten (s. Abb. 1.1) oder beim Gehen / Fahren über Eis. Dementsprechend werden in der Tribologie verschiedene Systeme unter verschiedenen Blickwinkeln betrachtet. So soll in einigen Anwendungen ein Mindestmaß an Reibung sichergestellt werden, um gefahrlos laufen zu können [17] oder die einwandfreie Funktion von Fahrzeugbremsen durch einen moderat hohen Reibungskoeffizient zwischen Bremsbelag und -scheibe zu gewährleisten [18, 19]. Oft ist jedoch eine Reduktion des Bewegungswiderstandes gewünscht, was u.a. durch die Schmierung von Gleitkontakten erfolgen kann. Je nach Materialpaarung und Schmierstoff werden kleine Reibwerte deutlich unter $\mu_g < 0,1$ erreicht. Sieht man vom Einsatz aerostatischer oder hydrostatischer Lagerelemente ab, kann eine weitere Reduktion nur mit Rollkontakten erreicht werden. Deren Widerstand [16, 20] und deren Verschleiß [16] ist aufgrund der Art der Relativbewegung stets (deutlich) geringer, als der von Gleitkontakten. Gleitkontakte sind durch tangentielle Scherbewegungen der Körper charakterisiert, wodurch hier Schubspannungen den Kontakt dominieren [16]. Im Gegensatz dazu werden beim Rollen die Oberflächen der Körper im Wesentlichen senkrecht aneinander angenähert und wieder getrennt, sodass hier hauptsächlich Normalspannung auftreten. Im Bezugssystem eines mit dem Kontakt bewegten Beobachters, scheinen die Oberflächen 1 und 2 beim Rollen mit den Geschwindigkeiten v_1 und v_2 durch diesen zu „fließen“. Sind die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 nicht gleich, werden Antriebsmomente oder tangentielle Kräfte übertragen, wodurch es zum relativen Rutschen beider Körper kommt. Treten zusätzlich noch Winkelgeschwindigkeiten mit Komponenten senkrecht zur Kontaktfläche auf, führt dies zu Spin-Bewegungen (Bohrreibung). Entsprechend der auftretenden Relativbewegungen unterteilt JOHNSON das Rollen in zwei Kategorien [21]: Treten Rutschen und / oder Spin auf, spricht man von Rollen unter Traktion [21], was im deutschsprachigen Raum Wälzen genannt wird [16]. In Abwesenheit beider, spricht man von „reinem“ oder „freiem“ Rollen [21], wie es näherungsweise im Kontakt von Wälzkörper und Lauffläche in Lagern und Führungen auftritt.

Im Fall des freien Rollens kann der Rollkontakt als zyklische Kompression und Entspannung der sich berührenden Körper aufgefasst werden, die in translatorischer Bewegungsrichtung kontinuierlich fortschreiten. Beim Schließen des Kontakts und dem anschließenden Aufbau der endlich großen

Kontaktfläche wird elastische Arbeit verrichtet, die beim anschließenden Öffnen des Kontakts größtenteils zurückgewonnen wird [16]. Der nicht zurückgewonnene Teil, auch als Dissipation bezeichnet, ist als Rollwiderstand messbar. Die zugrundeliegenden Verlustmechanismen können grob in zwei Ursachenbereiche unterteilt werden [16]: a) die Erzeugung von Phononen / Gitterschwingungen, welche die Quelle der Reibungswärme sind und sich im Festkörper ausbreiten können und b) (makroskopische) inelastische Prozesse wie das plastische oder viskose Fließen von Materialien bei größerer Beanspruchung. Daneben können weitere Verluste auftreten, u.a. durch Anregung akustischer Wellen, durch Wärmeströme zwischen Gebieten unterschiedlicher Temperatur oder durch innere Reibung. Der Rollwiderstand kann daher als ein Zusammenwirken verschiedener dissipativer Prozesse im rollenden und im überrollten Körper aufgefasst werden [22].

Neben dem geringen Bewegungswiderstand bieten Rollkontakte den weiteren Vorteil, dass sie kein Stick-Slip-Verhalten zeigen [20]. Aufgrund dieser Vorzüge werden Rollkontakte bspw. nicht nur im Maschinenbau eingesetzt, sondern auch in Präzisionskoordinatenmessmaschinen mit Messunsicherheiten im Nanometerbereich [23]. Dabei steht in einer solchen Anwendung nicht zwangsläufig ein geringer Bewegungswiderstand im Vordergrund, sondern dessen örtlich Konstanz bzw. Vorhersagbarkeit. Dies ist trotz der Stick-Slip-Freiheit von Rollkontakten nicht notwendigerweise gegeben, da der Rollwiderstand in Abhängigkeit der jeweiligen Oberflächenrauheit lokal sehr unterschiedlich sein kann; ein Effekt, der bereits durch REYNOLDS [24] und später durch BIKERMAN [7] beobachtet wurde.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Auswirkungen der Oberflächenrauheit auf den Bewegungswiderstand von Rollkontakten an einer Auswahl harter Materialien untersucht werden, von denen die meisten heute als Kugellagerwerkstoff eingesetzt werden. Die z.B. in Kugellagern und zylindrischen Linearführungen verwendete Kontaktgeometrie aus gekrümmter Lauffläche und Wälzkörper wird dafür als Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt abstrahiert (s. Abb. 1.2).

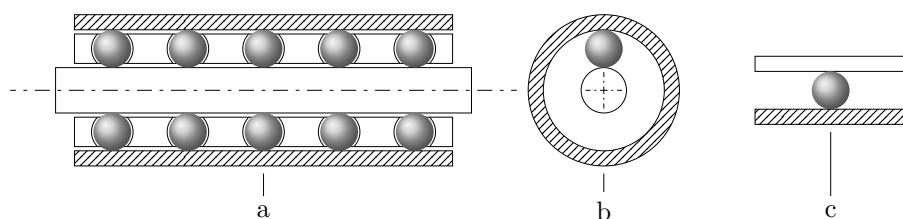


Abbildung 1.2: *Abstraktionsschritte der Rollkontakte am Beispiel einer zylindrischen Linearführung zum Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt hin: (a) schematische Schnittdarstellung einer kompletten zylindrischen Linearführung mit Kugeln und Käfig, (b) Wegfall des Käfigs und Beschränkung auf eine einzelne Kugel, (c) vereinfachte Betrachtung der gekrümmten Laufflächen als Ebenen.*

In diesem Modellsystem soll der Rollwiderstand, der Gleichlauf sowie die Indentationshysterese in Abhängigkeit der Rauheit und der Materialparameter untersucht werden. Des Weiteren sollen Gleitreibungsmessungen der selben Tribopaare im Kugel-Ebene-Kontakt Aufschluss über den

Einfluss der Gleitreibung auf den Rollwiderstand geben. Durch die Mehrfachverwendung der selben Proben ist es notwendig in einem sehr verschleißarmen Regime zu messen, da andernfalls die Gefahr besteht die Messergebnisse nicht wie gewünscht miteinander vergleichen zu können. Verschleiß im Sinne von fortschreitendem Materialverlust, wie er in [16, 25] definiert wird, muss dementsprechend unbedingt vermieden werden. Die Normalkräfte für die Rollwiderstandsmessungen werden daher auf den Bereich einiger hundert Millinewton und für die Gleitreibungsmessungen auf wenige Millinewton begrenzt. Unter den genannten Randbedingungen soll u.a. der Einfluss von Gleitreibung, Rauheit und Materialkenngrößen auf den Rollwiderstand untersucht werden. Die konkreten Fragestellungen werden in Kap. 3, direkt im Anschluss an den Stand der Forschung (Kap. 2), präzisiert. Die weiteren Kapitel der Arbeit gliedern sich wie folgt: in Kap. 4 werden die Anforderungen und Funktionsweisen der Versuchsaufbauten und Messmethoden vorgestellt, in Kap. 5 werden die Probensysteme und deren Präparation beschrieben, in Kap. 6 werden die Messergebnisse der jeweiligen Versuche präsentiert und teilweise schon diskutiert, in Kap. 7 erfolgt eine versuchsübergreifende Diskussion und abschließend wird in Kap. 8 eine Zusammenfassung und ein Ausblick gegeben.

2 Stand der Forschung

In diesem Kapitel werden die physikalischen Ursachen des Rollwiderstands erläutert. Zuvor soll jedoch ein kurzer Abriss einiger wichtiger Etappen von den Anfängen der Untersuchung des Rollwiderstands bis heute gegeben werden.

Die wissenschaftliche Untersuchung des Rollwiderstands reicht bis in die Zeit von LEONARDO DA VINCI's Ende des 15. Jh. zurück, der den Rollwiderstand von Walzen auf Ebenen untersuchte. Erst etwa 300 Jahre später wurde von COULOMB im Jahr 1785 das nach ihm benannte Rollreibungsgesetz $F_r = \mu_r \cdot \frac{F_N}{R}$ formuliert, dass die Abhängigkeit des Widerstands von Last und Radius widerspiegelt. Weitere 100 Jahre später, führte REYNOLDS [24] die ersten umfangreichen Untersuchungen zum Rollwiderstand durch, in denen er den Losbrechwiderstand von Zylindern auf Ebenen mit und ohne Schmierstoff bestimmte. Weiterhin entwickelte er die erste qualitative Theorie, die den Schlupf zwischen rollenden Körpern erklärte und bestätigte diese experimentell. Auf REYNOLDS geht daher auch der Begriff der „Rollreibung“ zurück, den er bewusst gebrauchte, um der Gleitreibung als eine Ursache des Rollwiderstands Rechnung zu tragen. Aus den Ergebnissen seiner Experimente folgerte er weiterhin, dass die Oberflächenrauheit einen großen Einfluss auf den Rollwiderstand harter Körper hat, und dass, selbst wenn die Oberflächen perfekt glatt wären, der Rollwiderstand nicht auf Null reduziert werden kann, weshalb noch andere Verlustmechanismen existieren müssen [24]. Der starke Einfluss der Rauheit wurde Anfang des 19. Jh. durch STRIBECK bestätigt [26]. Erste systematische Untersuchungen in diesem Zusammenhang wurden, nach Kenntnis des Autors, im Jahr 1949 von BIKERMAN durchgeführt [7]. In seinen Experimenten bestimmte er, wie schon REYNOLDS, den Winkel einer Ebene zum Horizont, ab welchem ein Wälzkörper losrollt. Im Gegensatz zu REYNOLDS benutzte BIKERMAN jedoch keine Zylinder / Walzen, sondern gebräuchliche Kugellagerkugeln, deren Losbrechwiderstand er auf Flächen unterschiedlich präparierter RMS-Rauheit bestimmte. Zur Beschreibung erstellte er ein Modell, das Rauheit und Kugeldurchmesser mit dem Rollwiderstand in Verbindung brachte [7]. Neben den direkten Auswirkungen auf den Rollwiderstand, verändert die Rauheit zusätzlich noch die Adhäsionseigenschaften der Oberflächen. Dies ist vor allem dann interessant, wenn einer der Kontaktpartner aus einem Elastomer wie Gummi besteht. Dieser Fall wurde von BRIGGS und BRISCOE mit unterschiedlich aufgerauten PMMA-Zylindern auf einer glatten Gummi-Ebene untersucht [27, 28]. Bei dieser Werkstoffpaarung konnten sie zeigen, dass eine Verringerung der Adhäsion durch Auftragen von Talkum den Rollwiderstand stark sinken lässt. Außerdem zeigte sich in ihren Experimenten, dass nach dem „Abschalten“ der Adhäsion durch den Auftrag von Talkum, der Einfluss der Rauheit auf den Rollwiderstand ausgeschlossen werden konnte [27]. Dies steht in einem starken Gegensatz zum Fall harter Wälzkörper, wie es z.B. von REYNOLDS, STRIBECK und BIKERMAN beobachtet wurde.

TABOR und ELDREDGE wiederum legten den Fokus nicht auf Oberflächeneigenschaften wie Adhäsion oder Rauheit, sondern auf materialinterne Eigenschaften, die sich letztlich im Materialfließen und innerer Reibung äußern. Sie stellten fest, dass beim freien reversierenden Rollen einer Kugel zwischen zwei Ebenen anfangs starke plastische Verformungen auftreten, wobei die Kugel immer weiter in die Ebenen eindringt. Dies stellt den Hauptanteil am Rollwiderstand während der Einlaufphase dar, die je nach Kugeldurchmesser, Material und Last teilweise nach weniger als zehn Zyklen beendet ist [8]. Während des Einlaufens nähert sich der Rollwiderstand asymptotisch einem konstanten Wert an, verschwindet jedoch nicht. Besonders kurz war die Einlaufphase bei harten Stahlkugeln und -flächen, die nur gering belastet wurden; hier existiert die Einlaufphase im Prinzip nicht mehr, sondern ist nach dem ersten Zyklus bereits beendet. Danach stellt sich ein stationärer Zustand ein, in dem die Kugeln nicht weiter in das Material eindringen und der Rollwiderstand für die darauffolgenden Zyklen konstant bleibt. Der verbleibende Rollwiderstand wurde von TABOR und ELDREDGE der elastischen Hysterese als Folge innerer Reibung zugeschrieben [8]. Die Ergebnisse blieben auch dann qualitativ erhalten, wenn in den Experimenten, anstatt Kugeln auf Ebenen, zwei Kugeln aufeinander gerollt wurden. Schlupf in der Kontaktfläche als dominierender Verlustmechanismus konnte daher ausgeschlossen werden, was auch den marginalen Einfluss von Schmierstoffen im Kontakt erklärt [29].

Seit etwa den 1960er Jahren wurde begonnen den Schlupf im Rollkontakt mittels numerischer Simulationen zu untersuchen, was vorher mangels hinreichend schneller digitaler Rechentechnik nicht möglich war. Mit ihr konnten erstmals die Schlupf- und Haftzonen im angetriebenen Rollkontakt unter Einwirkung beliebiger externer Kräfte und überlagerter Spin-Bewegungen visualisiert werden. Einer der Pioniere auf diesem Gebiet war KALKER, der den sogenannten FASTSIM-Algorithmus entwickelte [30]. Des Weiteren ermöglichte die stetig wachsende Rechenleistung der Computer, die Simulation von Molekül-Molekül-Wechselwirkungen. Mit diesen sogenannten Molekular-Dynamik-Simulationen konnten beispielsweise Instabilitäten im Kontakt, wie etwa „jump in“-Effekte, erklärt werden [31]. Die zugrundeliegenden Nicht-Gleichgewichtswechselwirkungen führen zum Auftreten einer Kraft-Weg-Hysterese beim Annähern und Trennen von Oberflächen und sind daher für die adhäsionsbedingten Verluste im Rollkontakt mitverantwortlich.

An der obigen Zusammenstellung ist erkennbar, dass die Ursachen der Verluste im Rollkontakt sehr vielfältig sind. Zu den wichtigsten Dissipationsmechanismen zählen: Adhäsion [32–34], viskose Verluste [3, 35], thermo-elastische Wellen [36, 37], Versetzungen in Kristallgittern, partielles Gleiten [24, 30, 38–42], plastische Verformungen [8] und akustische Wellen [22]. Die Grundlagen für die meisten dieser Effekte werden in den nachfolgenden Unterkapiteln kurz aufgearbeitet und beschrieben und mit einem Überblick über die wichtigsten Kontakttheorien glatter und rauer Körper ergänzt. Dabei sind insbesondere die Eigenschaften rauer Kontakte interessant, da aus ihnen in Verbindung mit chemischer Kinetik ohne konkrete Kenntnis der eigentlich wirksamen Verlustmechanismen die Gesetzmäßigkeiten von Gleitreibung (AMONTONS’ Gesetz) und Rollwiderstand (COULOMB’s Gesetz) hergeleitet werden können [4].

2.1 Kontakt glatter Oberflächen

Die erste quantitative Beschreibung von Kontakten zwischen elastischen Körpern wurde von HERTZ entwickelt [43]. Das nach ihm benannte Modell erklärt die Entstehung einer Kontaktfläche A_c mit endlicher Ausdehnung, die Eindringung der Körper ineinander und den zwischen ihnen wirkenden Druck in Abhängigkeit der eingepprägten Normalkraft F_n . Für die Kontaktfläche rotationssymmetrischer Körper, deren Form im Bereich der Kontaktstelle als Kugel approximiert werden kann, gilt folgende Gleichung:

$$A_c = \pi \left(\frac{R \cdot F_n}{K} \right)^{2/3} = \pi a_c^2 \quad (2.1)$$

Darin ist $K = \frac{4}{3} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{-1}$ eine Art reduzierter Elastizitätsmodul, $R = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1}$ der reduzierte Krümmungsradius und a_c der HERTZsche Kontaktradius.

Dieses Modell wurde später durch JOHNSON, KENDALL und ROBERTS (JKR-Modell) [44] bzw. durch DERJAGUIN, MULLER und TOPOROV (DMT-Modell) [45] um adhäsive Wechselwirkungen beider Körper innerhalb sowie außerhalb des Kontakts, ohne Betrachtung der Oberflächenrauheit, erweitert. Mit beiden Modellen wurde versucht, die festgestellte Vergrößerung der Kontaktfläche bei kleiner Normalkraft gegenüber den Voraussagen des HERTZ-Modells zu erklären. Die Ursache der Vergrößerung ist die Überlagerung der Normalkraft mit einer Adhäsionskraft. Bei einem kleinen Verhältnis von Adhäsions- zu Normalkraft, nähern sich JKR- und DMT-Modell wieder der HERTZschen Lösung an.

Technische Oberflächen sind jedoch in überwiegender Anzahl nicht perfekt glatt, weshalb das HERTZsche Kontaktmodell genaugenommen nur in wenigen Fällen anwendbar ist. Um dieses Manko zu überwinden, wurden ausgehend vom HERTZschen Kontakt weitere Modelle entwickelt, welche die Rauheit der Oberflächen einbeziehen. Einige dieser Modelle werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

2.2 Kontakt rauer Oberflächen

Die Untersuchung des Kontakts realer rauer Oberflächen geht auf eine Reihe von Wissenschaftlern zurück, unter ihnen BOWDEN und TABOR. Sie bestimmten den elektrischen Widerstand im Kontakt sich berührender Metalle und stellten fest, dass der Kontaktwiderstand und somit vermutlich auch die reale Kontaktfläche nicht dem erwarteten Verlauf der HERTZ-Theorie entsprechen [46]. Stattdessen zeigte sich, dass die reale Kontaktfläche nur einen kleinen Bruchteil der augenscheinlichen Fläche ausmacht und dass die reale Kontaktfläche linear von der Normalkraft abhängt. Diese Beobachtungen führten zur Entwicklung von Kontaktmodellen rauer Oberflächen, wovon die Arbeiten von ARCHARD, GREENWOOD und PERSSON vorgestellt werden sollen.

ARCHARD entwickelte mehrere Kontaktmodelle rauer Oberflächen. In einem nimmt er an, dass die Rauheit als dünne Schicht sphärischer Spitzen gleichen Radius' auf der ebenen Nennoberfläche eines Körpers liegt; der zweite Körper im Kontakt wird als glatt und nicht deformierbar angenommen (s. Abb. 2.1). Die Höhenverteilung der Spitzen innerhalb der Schicht wird als Rechteckverteilung angenommen [47]. Anhand dieses Modells leitete er für rein elastisches bzw. rein plastisches

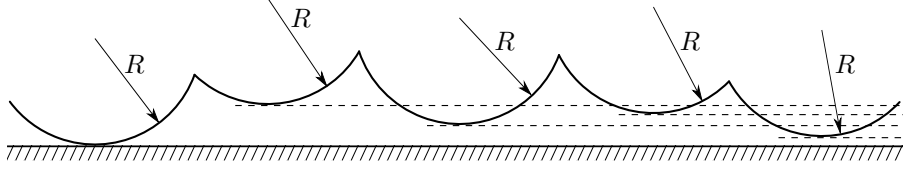


Abbildung 2.1: ARCHARD's Modellsystem zur Herleitung der realen Kontaktfläche in Abhängigkeit der Normalkraft (aus [2]). Ein deformierbarer Körper mit einer Rauheit als Schicht gleichverteilter sphärischer Spitzen im Kontakt mit einem nichtdeformierbaren glatten Körper.

Verhalten den Zusammenhang zwischen realer Kontaktfläche und Normalkraft ab (Glg. 2.2a bzw. Glg. 2.2b). Die Verformung jeder sphärischen Spitze wurde im elastischen Fall gemäß der HERTZ –Theorie behandelt. Entsprechend ihrer jeweiligen Höhe im approximierten Rauprofil der Oberfläche wächst die Kontaktfläche jeder Spitze mit steigender Last, jedoch kommen quasi kontinuierlich neue Spitzen hinzu, die den makroskopischen Kontakt stützen. Was folgt ist eine fast lineare Abhängigkeit der realen Kontaktfläche von der Normalkraft.

$$A_{real,elast} \propto F_n^{2/1+3/2} = F_n^{4/5} \quad (2.2a)$$

$$A_{real,plast} \propto F_n^{2/1+1} = F_n^1 \quad (2.2b)$$

ARCHARD wendete diesen Ansatz ebenso auf eine Kugel mit dem Radius R_1 als Nennform an. Zusätzlich fügte er eine weitere Schicht noch kleinerer sphärischer Spitzen auf die bereits zuvor betrachteten Rauspitzen hinzu, wodurch ein hierarchisches Schichtsystem entsteht: auf der Kugel sitzen sphärischen Spitzen mit dem Radius $R_2 \ll R_1$, auf denen wiederum kleinere sphärische Spitzen mit dem Radius $R_3 \ll R_2$ sitzen. Die Verformung jeder Rauspitze wurde wieder gemäß der HERTZ –Theorie behandelt. Die so erhaltene allgemeine Abhängigkeit der realen Kontaktfläche von der Normalkraft lautet:

$$A_{real,plast} \propto F_n^n \quad (2.3)$$

Für den Fall das es sich um eine perfekt glatte Kugel handelt, gilt die Lösung von HERTZ mit $n = 2/3$. Wird nur eine Schicht sphärischer Rauspitzen angenommen ist $n = 8/9$ und bei zwei Schichten $n = 26/27$. Dieses einfache Modell zeigt, dass je feiner die hierarchische Struktur natürlicher Körperoberflächen nachempfunden wird, um so mehr nähert sich die Abhängigkeit der realen Kontaktfläche von der Normalkraft $A_{real}(F_n)$ einer linearen Funktion an [2].

GREENWOOD und WILLIAMSON griffen ARCHARD's Idee einer Schicht aus sphärischen Spitzen auf, nahmen jedoch für deren Höhenverteilung keine Rechteckverteilung, sondern eine Normalverteilung an [48]. Zunächst wurden die von ihnen untersuchten nominell ebenen Kontakte bei

geringer Normalkraft betrachtet, wodurch nur die höchsten Rauspitzen in direkten Kontakt kommen. Dementsprechend kann die aus Sicht des Körpers nach außen zeigende Flanke der Normalverteilung, durch eine Exponentialfunktion $\phi(s) = e^{-s}$ approximiert werden. Unter diesen Einschränkungen konnten GREENWOOD und WILLIAMSON zeigen, dass die reale Kontaktfläche A_{real} linear von der Normalkraft F_n abhängt [48]. Spätere Berechnungen mit der vollständigen Normalverteilung ergaben eine nichtlineare Funktion $A_{real}(F_n)$, die jedoch kaum von der exponentiellen Approximation zu unterscheiden ist. Zu Abweichungen vom linearen Verhalten kommt es dennoch, wenn die nominelle Kontaktfläche zu klein wird, da dann die äußere Kraft nicht mehr nur die höchsten Spitzen getragen wird, sondern immer mehr von den tiefer liegenden. Deren Höhenverteilung wird jedoch nicht mehr gut durch die exponentielle Approximation erfasst. Dementsprechend führen kleine nominelle Kontaktflächen und / oder große Normalkräfte zu Abweichungen von der Linearität. Darüber hinaus zeigten sie, dass die reale Kontaktfläche nicht vom nominellen Druck, sondern nur von der Normalkraft abhängt [48].

Ebenso wie GREENWOOD und WILLIAMSON hat PERSSON eine Kontakttheorie rauer Oberflächen entwickelt, die hier jedoch nicht im Detail vorgestellt werden soll. Diese ist, ebenso wie die Theorie von GREENWOOD und WILLIAMSON, für normalverteilte Höhenprofile gültig, wobei letzteres eher ein Nebeneffekt ist. PERSSON bezieht sich wie schon ARCHARD auf Oberflächen mit hierarchisch strukturierter Rauheit. Konkret behandelte er den Kontakt fraktaler Oberflächen. Diese haben ein normalverteiltes Höhenprofil, womit der Bogen zum oben erwähnten Nebeneffekt geschlossen ist. In Abb. 2.2 ist die wesentliche Eigenschaft fraktaler Oberflächenprofile schematisch dargestellt. Mit zunehmender Vergrößerung ζ bleibt der Charakter des Höhenprofils stets gleich.

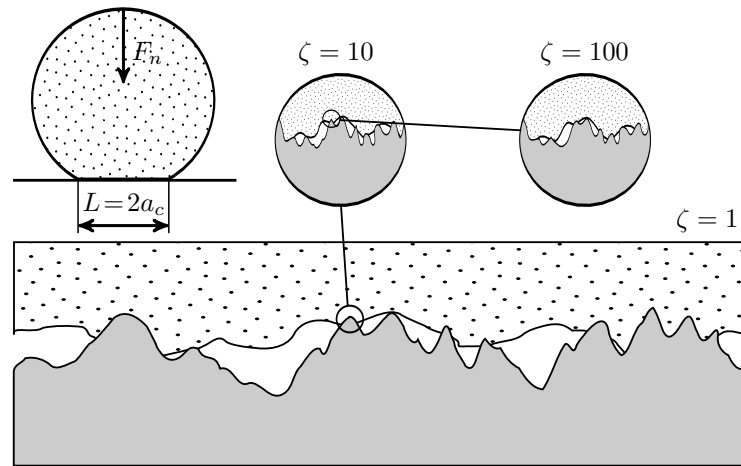


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Selbstähnlichkeit im Kontakt elastischer Körper bei zunehmender Vergrößerung (sinngemäß nach Fig. 3 und Fig. 4 aus [3])

Ursprünglich entwickelte PERSSON seine Kontakttheorie zur Beschreibung der Reibung im Reifen–Asphalt–Kontakt [3], jedoch ist sie auch für andere Materialpaarungen im elastischen und elasto–plastischen Bereich gültig [49, 50] und kann darüber hinaus ebenso zur Beschreibung des Einfluss’

adhäsiver Wechselwirkungen auf die reale Kontaktfläche benutzt werden [51]. Weiterhin überwindet PERSSON's Kontakttheorie folgende Gültigkeitsgrenzen: a) kleine Normalkräfte respektive die Bedingung $A_{real} \ll A_{app}$ und b) die Verformungen der realen Mikrokontaktstellen sind unabhängig voneinander [52]. Außerdem ergibt sich aus ihr ein weiterer Fortschritt gegenüber früherer Kontaktmodelle; zur Modellbildung müssen keine geometrischen Parameter wie der mittlere Krümmungsradius bzw. die hierarchische Struktur immer kleiner werdender Krümmungsradien und deren Verteilung geschätzt oder an die realen Gegebenheiten angepasst werden. Es genügt das Leistungsdichtespektrum des Rauheitsprofils zu kennen [52].

Ausgehend von den oben erwähnten Kontaktmodellen für raue Oberflächen, kann relativ gesichert festgehalten werden, dass die reale Kontaktfläche für die meisten technischen Anwendungsfälle (raue Oberflächen), linear von der Normalkraft abhängt:

$$A_{real} = C_A \cdot F_n \quad (2.4)$$

Daraus (Glg. 2.4) und Reibungsgesetz $F_g = \tau_S \cdot A_{real}$ nach BOWDEN und TABOR [53], folgt das Reibungsgesetz von AMONTON [54]:

$$F_g = \tau_S \cdot A_{real} = \tau_S \cdot C_A \cdot F_n = \mu \cdot F_n, \quad (2.5)$$

welches in verschiedenen Lehrbüchern [55–58] zu finden ist. Das mit ihm beschriebene Verhalten, die Unabhängigkeit der Reibungskraft von der augenscheinlichen Kontaktfläche, wurde jedoch ursprünglich schon von LEONARDO DA VINCI (1452–1519) beobachtet und untersucht [15].

Wie oben erwähnt, ist die Rauheit bzw. der punktuell verteilte Kontakt zwischen zwei Körpern die Voraussetzung, um mittels der sogenannten Mechano–Aktivierung die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten der Reibung zu erklären. Genauer dazu folgt im nächsten Abschnitt.

2.3 Mechano–Aktivierung

Der Grundgedanke der sogenannten Mechano–Aktivierung (MA) zur Erklärung von Gleitreibung und Rollwiderstand geht auf zwei Theorien zurück: die Kollisions–Theorie und die Aktivierter–Komplex–Theorie. Beide finden in der chemischen Kinetik zur Beschreibung von Reaktionsraten Anwendung. KOLESNIKOV *et al.* [4] verwendeten die dahinter liegenden Konzepte zur Ableitung von AMONTON'S' Gleitreibungsgesetz [13] und weiterführend auch COULOMB'S Rollwiderstandsgesetz [14].

Der Grundgedanke hinter MA ist der kontinuierliche Vorgang der Bildung und des Aufbrechens von Adhäsionsbrücken sich berührender Rauhsitzen. Im Kontext der MA wird dieser Prozess mit der Bildung bzw. Zerstörung chemischer Bindungen gleichgesetzt. Durch diese Betrachtungsweise kann die MA auch auf geschmierte Kontakte übertragen werden kann. Die zusätzlichen (Schmierstoff)Moleküle modifizieren die Aktivierungsenergie zur Bildung der Adhäsionsbrücken

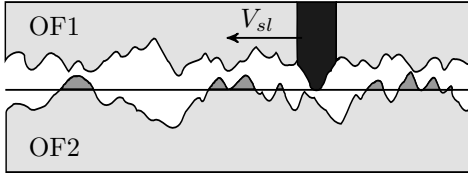


Abbildung 2.3: Bewegung einer Rauspitze der Oberfläche OF1 in festem Abstand über die raue Oberfläche OF2. Die potentiellen Berührungspunkte zwischen der Spitze und OF2 sind hervorgehoben.

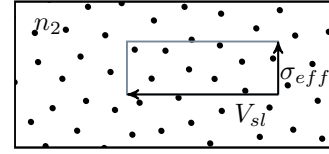


Abbildung 2.4: Skizze zur Berechnung der Stoßrate einer bewegten Rauspitze der Oberfläche 1 mit Spitzen der Oberfläche 2.

– das Grundprinzip bleibt jedoch erhalten. Im Folgenden wird die Herleitung der Gesetze von AMONTON und COULOMB im Rahmen der MA nach KOLESNIKOV [4] dargestellt. Dazu wird zuerst auf Basis der Kollisions-Theorie die Bewegung einer Rauspitze der Oberflächen OF1 mit der Geschwindigkeit V_{sl} in festem Abstand über die raue Oberfläche OF2 betrachtet (s. Abb. 2.3). Die Oberflächen sind jeweils durch zwei Parameter definiert: die Spitzendichte n_i mit $i = 1, 2$ und die effektive laterale Ausdehnung der Spitzen σ_{eff} , wobei letztere für beide Oberflächen gleich angenommen wird. Bei ihrer Bewegung überstreicht die Spitze der OF1 pro Zeiteinheit die Fläche $dA/dt = V_{sl} \cdot \sigma_{eff}$. Multipliziert mit der Spitzendichte n_2 ergibt sich die Stoßrate Z_1 der betrachteten Spitze mit den Spitzen der OF2:

$$Z_1 = \sigma_{eff} \cdot V_{sl} \cdot n_2 \quad (2.6)$$

Verallgemeinert man diesen Prozess auf alle Spitzen der OF1, muss Z_1 (s. Glg. 2.6) mit der Spitzendichte n_1 multipliziert werden. Dadurch erhält man die Rate der kontinuierlich gebildeten und aufgebrochenen Kontakte pro Fläche:

$$Z_{12} = \sigma_{eff} \cdot V_{sl} \cdot n_1 \cdot n_2 \quad (2.7)$$

Für weitere Herleitungsschritte wird die Aktivierter-Komplex-Theorie benutzt. Ihr entsprechend ist die Rate w einer chemischen Reaktion proportional zur Oberflächendichte aktivierter Komplexe n^\ddagger und umgekehrt proportional zur Zeit τ , die benötigt wird deren Potentialschwelle zu überwinden bzw. Aktivierungsenergie aufzubringen [4]. Die Potentialschwelle kann nur innerhalb der Zeit überwunden werden, in der zwei Spitzen in direktem Kontakt sind, also in etwa die Zeit in der die betrachtete Spitze mit der Geschwindigkeit V_{sl} die Strecke σ_{eff} zurückzulegen: $\tau = \sigma_{eff}/V_{sl}$. Für die Reaktionsrate folgt:

$$w = \frac{n^\ddagger}{\tau} = n^\ddagger \frac{V_{sl}}{\sigma_{eff}} \quad (2.8)$$

In [4] wird argumentiert, dass w und Z_{12} dieselben Raten sind, sodass man nach Umformungen folgenden Zusammenhang zwischen den Spitzendichten n_1 und n_2 , deren laterale Ausdehnung σ_{eff} sowie der Dichte aktivierter Komplexe n^\neq erhält:

$$\sigma_{eff}^2 = \frac{n^\neq}{n_1 n_2} \quad (2.9)$$

Die aufzubringende Reibkraft, lässt sich als Quotient aus der zu verrichtenden Reibarbeit W_{F_g} und dem zurückgelegten Weg $V_{sl} t$ darstellen, wobei W_{F_g} wiederum das Produkt aus der Stoßrate Z_{12} , der Zeit t , der augenscheinlichen Kontaktfläche A_{app} und der Potentialschwelle ΔU ist. Unter Zuhilfenahme von Glg. 2.9 und 2.7 sowie einfachen Umformungen ergibt sich für die Reibkraft:

$$F_g = \frac{W_{F_g}}{V_{sl} t} = A_{app} \frac{n^\neq}{\sigma_{eff}^2} \Delta U \quad (2.10)$$

Darin ist $A_{app} n^\neq$ gleichbedeutend mit der Anzahl der direkten Kontakte innerhalb der augenscheinlichen Kontaktfläche. Diese Anzahl lässt sich ebenso als Quotient aus realer Kontaktfläche A_{real} und lateraler Ausdehnung σ_{eff} abschätzen, sodass sich folgende Gleichung aufstellen lässt [4]:

$$A_{app} n^\neq = \frac{A_{real}}{\sigma_{eff}^2} \quad (2.11)$$

KOLESNIKOV geht in [4] nur für den speziellen Fall der plastischen Verformung duktiler Metalle von einer linearen Abhängigkeit der realen Kontaktfläche von der Normalkraft aus. Die in Abschn. 2.2 vorgestellten Kontaktmodelle unterliegen jedoch nicht dieser Einschränkung, sodass auch innerhalb der Theorie der MA von einer linearen Abhängigkeit für alle Materialien mit rauer Oberfläche ausgegangen werden kann. Mit den Glg. 2.4 und 2.11 kann Glg. 2.10 in die Form von AMONTONS' Reibungsgesetz (Glg. 2.12b) gebracht werden.

$$F_g = \frac{\Delta U C_A}{\sigma_{eff}^3} F_n \quad (2.12a)$$

$$F_g = \mu_g F_n \quad (2.12b)$$

Die Idee kontinuierlich erzeugter und gelöster Adhäsionsbrücken kann ebenso auf den Rollkontakt angewendet werden [4]. Als Modellsystem betrachtet man ein Flächenelement einer rollenden Kugel, das gerade in den vorderen Teil des Kontakts einläuft. Beim weiteren Rollen verbleibt es im Kontakt und verlässt ihn schließlich wieder. Die obigen Überlegungen zu Bildung und zum Aufbrechen der Adhäsionsbrücken gelten hier analog. Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung des beschriebenen Vorgangs. Beim Einlaufen des Flächenelements muss zur Aktivierung / Bildung der Adhäsionsbrücken die Potentialschwelle ΔU überwunden werden. Die dafür zu verrichtende Arbeit, welche wie im Gleitkontakt dissipiert und nicht zurückgewonnen werden kann, erfordert das Aufbringen einer Kraft f_1 . Während sich das Flächenelement im Kontakt befindet, und kein partielles Rutschen auftritt, werden weder neue Brücken gebildet noch gelöst. Dementsprechend wird keine Arbeit verrichtet. Erst das Lösen der Adhäsionsbrücken beim Verlassen des Kontakts,

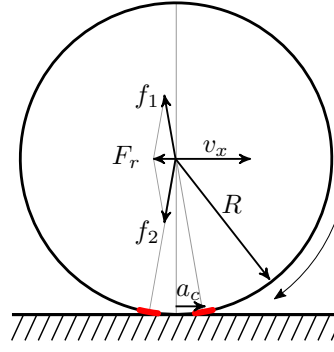


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Rollkontakts im Sinne der Mechanoaktivierung (in Anlehnung an [4]). Gemäß der angegebenen Rollrichtung kommt ein Flächenelement, rot dargestellt, in den Kontakt mit der Unterlage, wofür die Kraft f_1 (Aktivierungsenergie) überwunden werden muss. Beim Verlassen des Kontakts, links bzgl. des Kugelmittelpunkts, müssen gebildete Adhäsionsbrücken aufgebrochen werden, wofür die Kraft f_2 überwunden werden muss. Die Vektorsumme der Kräfte f_1 und f_2 entspricht dem Rollwiderstand.

erfordert wieder eine Kraft f_2 . Die Vektorsumme ergibt die Gesamtkraft F_r , die zur Überwindung des Rollwiderstands notwendig ist.

KOLESNIKOV *et al.* nehmen an, dass die Kräfte f_1 und f_2 durch Glg. 2.12a dargestellt werden können und den gleichen Betrag haben. Projiziert man beide Kräfte unter der Annahme, dass der Kontaktradius $a_c \ll R$ ist, auf die Rollrichtung (x-Achse), erhält man folgende Ausdrücke für deren x-Komponenten:

$$f_{1x} = \frac{a_c}{R} f_1 = \frac{a_c}{R} \cdot \frac{\Delta U C_A}{\sigma_{eff}^3} F_n \quad (2.13a)$$

$$f_{2x} = \frac{a_c}{R} f_2 = \frac{a_c}{R} \cdot \frac{\Delta U C_A}{\sigma_{eff}^3} F_n \quad (2.13b)$$

Die Gesamtkraft F_r zur Überwindung des Rollwiderstands nimmt damit folgende Form an:

$$F_r = \frac{2 a_c \Delta U C_A}{\sigma_{eff}^3} \cdot \frac{1}{R} \cdot F_n \quad (2.14)$$

Vergleicht man Glg. 2.14 mit COULOMB's Rollwiderstandsgesetz $F_r \propto \frac{F_n}{R}$, stellt man fest, dass beide Ausdrücke äquivalent sind. KOLESNIKOV *et al.* bezogen sich in [4] nur auf Adhäsionsbrücken, jedoch ist ihre Herangehensweise im Prinzip sehr allgemein. Die Potentialschwelle ΔU könnte ebenso ein Verlust durch visko-elastische oder plastische Materialeigenschaften sein oder durch elastische Hysterese verursacht werden.

Die MA kann die Ursachen der Reibung bzw. die Entstehung der Verluste in tribologischen Kontakten nicht im Detail beschreiben. Gleichzeitig ist ihre Einfachheit, mit der sie die grundlegenden Zusammenhänge der Reibungsgesetze von AMONTON und COULOMB erklärt, bemerkenswert.

2.4 Visko–elastische Verluste

Im vorangegangenen Abschnitt wurde mit der MA eine sehr allgemeine und grundsätzliche Erklärung für das Auftreten von Gleitreibung und Rollwiderstand gegeben; einschließlich dem Zustandekommen ihrer grundlegenden mathematischen Beschreibungen. Dabei lag das Augenmerk auf der Bildung und Zerstörung von Adhäsionsbrücken, also Oberflächenwechselwirkungen. Im Gegensatz dazu wird in diesem Abschnitt ein Verlusttyp behandelt, der eine Volumeneigenschaft ist: die sogenannte Visko–Elastizität, welche sich als hysteresebehaftetes Spannungs–Dehnungs–Verhalten äußert. Oft wird sie mit Materialien wie Gummi, Elastomeren im Allgemeinen, Holz und tierischem Gewebe in Verbindung gebracht, obwohl nahezu alle Materialien visko–elastische Eigenschaften haben [5]. Ihre Ausprägung ist stark temperaturabhängig; so reagieren Stähle und Aluminiumlegierungen bei Raumtemperatur im Prinzip rein elastisch. Bei hohen Temperaturen jedoch, zeigen sie deutliche visko–elastische Eigenschaften [5]. Die prinzipiellen Ursachen für Visko–Elastizität können durch innerer Reibung, respektive die ihr zugrunde liegenden Effekte, erklärt werden. Eine Berechnung auf atomarer oder molekularer Basis ist jedoch noch nicht möglich, obwohl ihr Ursprung (innere Reibung) im Grunde bekannt ist [5]. Einige Details dazu werden im Abschn. 2.5 „Innere Reibung“ erläutert.

Eine Eigenschaft visko–elastischer Materialien ist, dass sie Verformungen einen Widerstand entgegensetzen, welcher der Verformungsrate proportional ist. Daraus resultiert eine verzögerte Rückformung in den Ausgangszustand, weshalb Visko–Elastizität auch als „verzögerte Elastizität“ bezeichnet wird [59]. Durch das verzögerte Verformungsverhalten entsteht bspw. eine Asymmetrie der (Normal)Spannungskomponente vor und hinter einem Gleit– oder Rollkontakt, in deren Folge ein bremsendes Moment bzw. Rollwiderstand entsteht [22].

Modelle zur Beschreibung visko–elastischer Materialien bestehen aus mindestens zwei Elementen, einer Feder und einem Dämpfer. Daraus ergeben sich zwei Grundtypen: die Reihenschaltung, das sogenannte MAXWELL–Modell sowie die Parallelschaltung, das sogenannte VOIGT– oder auch KELVIN–Modell. Im MAXWELL–Modell wirkt auf Feder und Dämpfer die gleiche Kraft, wohingegen im VOIGT–Modell beide Elemente die gleiche Deformation erfahren. Wird zum MAXWELL–Modell eine zusätzliche Feder parallel geschaltet, erhält man das sogenannte Standardmodell linearer visko–elastischer Festkörper. Dieses zeigt, ebenso wie beide Grundtypen, nur einen exponentiellen Abklingterm in seinen Relaxations– und Kriechkurven, jedoch werden Singularitäten, wie z.B. im Fall der Relaxationsantwort des VOIGT–Modells, vermieden [5]. Die Blockschaltbilder der Modelle sind in Abbildung 2.6 dargestellt.

Die dem Standardmodell entsprechende Differentialgleichung lautet:

$$\frac{d\epsilon}{dt} (E_1 + E_2) \frac{\epsilon E_2}{\tau} = \frac{\sigma}{\tau} + \frac{d\sigma}{dt} \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{\eta}{E_1} \quad \text{und} \quad \sigma = \sigma_1 + \sigma_2 \quad (2.15)$$

und der sich daraus ergebende Relaxationsmodul

$$E(t) = E_2 + E_1 e^{-t/\tau}. \quad (2.16)$$

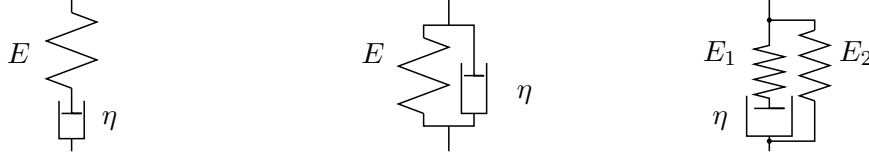


Abbildung 2.6: Modelle visko-elastischer Körper nach LAKES Fig. 2.6 in [5]
(v.l.n.r.): MAXWELL-Modell, VOIGT-Modell, Standardmodell.

Zusammen mit den Definitionen des Speichermoduls

$$E'(\omega) = E_e + \omega \int_0^\infty \hat{E}(t') \sin(\omega t') dt' \quad \text{worin} \quad E_e = \lim_{t \rightarrow \infty} E(t) = E(\infty) \quad (2.17)$$

und des Verlustmoduls

$$E''(\omega) = \omega \int_0^\infty \hat{E}(t') \cos(\omega t') dt', \quad (2.18)$$

worin

$$\hat{E}(t) = E(t) - E(\infty). \quad (2.19)$$

ist, folgt der Verlustwinkel

$$\tan \delta = \frac{E''(\omega)}{E'(\omega)} = \frac{E_1 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}}{E_2 + E_1 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}} = \frac{\Delta}{\sqrt{1 + \Delta}} \frac{\omega \tau_m}{\omega^2 \tau_m^2}. \quad (2.20)$$

Darin ist $\tau_m = \tau \sqrt{1 + \Delta}$ und Δ die sogenannte Relaxationsstärke

$$\Delta = \frac{E_1}{E_2} = \frac{E_{\text{Verlust}}}{E_{\text{Speicher}}}. \quad (2.21)$$

Für die meisten Metalle ist die Relaxationsstärke $\Delta < 0,01$, wie z.B. für Aluminium $\Delta_{Al} = 0,0046$ oder für Eisen $\Delta_{Fe} = 0,0024$ [5]. Sie ist ein Maß für im System dissipierte Energie.

Der Tangens des Verlustwinkels $\tan(\delta)$ (Glg. 2.20) stellt das frequenzabhängige Verhältnis zwischen der im Material reversibel gespeicherten und der dissipierten Energie bei zyklischer Be- und Entlastung dar. Dessen graphische Darstellung in Abhängigkeit der Frequenz ergibt einen Kurvenverlauf, der als DEBYE-Peak bezeichnet wird und dem Amplitudengang eines gedämpften mechanischen Oszillators ähnelt, jedoch deutlich breiter ist [5].

In der Definition des visko-elastischen Verlustmoduls bei zyklischen Be- und Entlastung (Glg. 2.18), ist die Verbindung zum Rollwiderstand zu sehen. Rollet eine starre Kugel oder ein Zylinder mit der Geschwindigkeit v über einen visko-elastischen ebenen Halbraum (schematisch in Abb. 2.7), werden entsprechend der HERTZ-Theorie die Gebiete unterhalb der Kontaktzone verformt; der Halbraum erfährt eine der Rollgeschwindigkeit entsprechende zyklische Dehnung, deren Frequenz der Zeit T entspricht, in der die Kugel eine Strecke $2a_c$ zurücklegt: $f = \frac{1}{T} = \frac{v}{2a_c}$ bzw. $\omega = \frac{2\pi v}{2a_c}$. Mit steigender Geschwindigkeit / Frequenz wird der Widerstand gemäß Glg. 2.18 zunächst linear

anwachsen, dann ein Maximum erreichen und bei weiterer Geschwindigkeitssteigerung wieder abnehmen. Dies gilt zumindest für den Fall, dass nur ein Verlustmechanismus aktiv ist und dementsprechend auch nur ein DEBYE-Peak durchlaufen wird. Reale Materialien können jedoch mehrere Verlustmechanismen aufweisen, deren Maxima über einen weiten Bereich im Frequenzraum verteilt sein können [5], sodass die Widerstandsabnahme des einen Peaks, durch einen in der Frequenz verschobenen Peak kompensiert wird und so über einen gewissen Bereich eine nur gering ausgeprägte Geschwindigkeitsabhängigkeit vorliegen kann; Auswirkungen dieses Effekts wurden vermutlich von KIMBALL und LOVELL beobachtet, die in ihren Experimenten mit einer Vielzahl unterschiedlicher Materialien über einen weiten Frequenzbereich keine markanten Unterschiede der inneren Verluste messen konnten [60].

Aus der Tatsache, dass der Verformungswiderstand von der Verformungsrate abhängt, ergibt sich ein weiterer Effekt auf tribologische Kontakte. Zu dessen Erklärung werden die geschwindigkeitsabhängigen Verluste in Form eines Drucks aufgeschrieben: $p = k G z + k \eta dz/dt$ [59]. Daran ist ersichtlich, dass mit zunehmender Geschwindigkeit der Druck, und damit die effektive Steifigkeit des Materials, ansteigt und somit die Menge deformierten Materials abnimmt [6]. Für experimentelle Aufbauten (Tribometer), welche die Normalkraft konstant halten, bedeutet das, dass der besagte Druckanstieg infolge der Bewegung zu einer Verringerung der Kontaktfläche führt.

Besonders eindrucksvoll stellt sich der Druckanstieg in Flüssigkeiten dar, die per se keine Eigensteifigkeit ($E(\infty) = 0$) aufweisen, wenn sie mit sehr großen Geschwindigkeiten deformiert werden. In diesem Fall muss zur Berücksichtigung der großen Geschwindigkeiten ein nichtlinearer Term eingeführt werden, sodass der Druck die Form $p = k \eta dz/dt + 1/2 c_w \rho (dz/dt)^2$ annimmt. Dieser Effekt, u.a., ermöglicht es z.B. der Jesusechse über Wasseroberflächen zu laufen, da sie sich buchstäblich von einer Wasserwand abstoßen kann [61, 62]. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen, ist die Entstehung dieser Kraft eine Mischung aus visko-elastischen Effekten sowie Trägheitseigenschaften des Mediums [63].

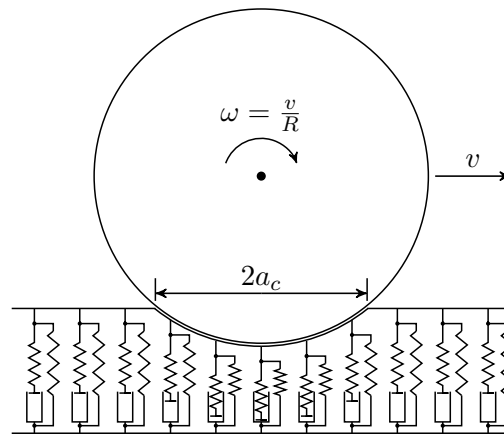


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung zur Entstehung des visko-elastischen Rollwiderstands. Eine starre(r) Kugel / Zylinder rollt über einen deformierbaren visko-elastischen Halbraum, der hier bspw. aus einer Aneinanderreihung zur Halbraumoberfläche senkrecht angeordneter Elemente gemäß dem Standardmodell besteht. Infolge der Verformung beim Überrollen der einzelnen Elemente wird Energie dissipiert. Bei hoher Geschwindigkeit steigt die effektive Steifigkeit der Oberfläche aufgrund des hydrodynamischen Drucks, was zu einer Verringerung der Kontaktfläche und damit auch zu einer geringeren Menge deformierten Materials führt [6].

2.5 Innere Reibung

„Kein Körper ist perfekt elastisch“¹. Unter anderem kann dies auf innere Reibung zurückgeführt werden, die ihren Ursprung in einer Vielzahl möglicher Effekte und Prozesse in (Fest)Körpern hat. Darunter fallen Beiträge durch die Umorientierung von Defekten unter mechanischer Spannung [64], die Diffusion vakanter chemischer Bindungen [65], die Plastizität der duktilen Binderphase in Cermets wie z.B. in $WC-Co$ und der damit verbundenen Schlupf an Korngrenzen oder die Bewegungen von strukturellen Defekten wie Versetzungen [66]. Eine umfangreiche Zusammenstellung möglicher Ursachen und Beiträge zur inneren Reibung ist in [5] zu finden. Darin werden u.a. folgende genannt.

- atomare und molekulare Prozesse infolge von Relaxation durch ...
 - Bewegungen von Zwischengitteratomen
 - Bewegung von Versetzungen
 - molekulare Neuordnung (in Polymeren)
 - Atom-Paar-Neuausrichtung (Legierungen)
 - Diffusion von Atomen (bei hoher Temperatur in Metallen)
 - Phasenumwandlungen
 - Bewegung von Punktdefekten
- Effekte durch gekoppelte Felder

¹JOHNSON, K. „Contact Mechanics“, Cambridge University Press, 1985, S.284

- Thermo-elastische Relaxation* (in jedem Material, dass thermische Ausdehnung zeigt)
- Relaxation durch Fließen von Flüssigkeiten (in porösen Materialien deren Poren mit Flüssigkeiten gefüllt sind)
- Piezo-elastische Relaxation (in piezo-elastischen Materialien)
- Magneto-elastische Relaxation (in magnetischen Materialien)
- Phonon-Phonon Wechselwirkung* (in allen Materialien)
- Elektron-Phonon Wechselwirkungen (in Metallen)
- Heterogene Relaxation
 - in Kompositmaterialien
 - durch Rutschen an Korngrenzen (polykristalline Metalle und Keramiken)
 - Relaxation durch Fließen von Flüssigkeiten (in porösen Materialien deren Poren mit Flüssigkeiten gefüllt sind)

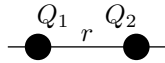

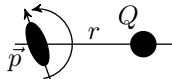
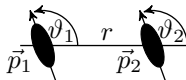
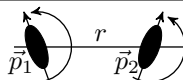
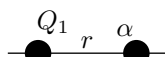
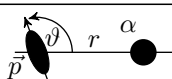
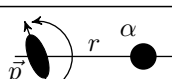
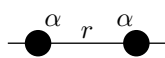
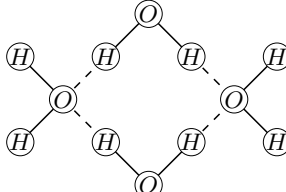
Mit * gekennzeichneten Effekte sind fundamental, d.h. sie treten selbst in perfekten Kristallen auf und können weder umgangen noch ausgeschaltet werden [5]. Damit ist rein theoretisch die Existenz vollkommen elastischer Materialien ausgeschlossen; Rollwiderstand und Gleitreibung können daher nicht auf Null reduziert werden. Stellvertretend für die Vielzahl an Dissipationsmechanismen in Kristallen, wird daher nur auf die Phonon-Phonon-Wechselwirkung und die thermo-elastische Relaxation eingegangen. Des Weiteren wird der Einfluss amorpher Phasen an Korngrenzen auf die innere Reibung erläutert, welcher für Verluste in Keramiken mitverantwortlich ist.

Phonon-Phonon-Wechselwirkung: Der Einfluss von Gitterschwingung (Phononen) auf die innere Reibung wurde spätestens seit den 1960er Jahren untersucht und dauert bis heute an. Dabei lag der Fokus insbesondere auf der Phonon-Phonon-Wechselwirkung [67–70].

Als Phononen werden kollektive Schwingungszustände in Kristallgittern bezeichnet, deren Ausbreitungsrichtung durch Wellenvektoren beschrieben wird. Ihre Energie $\epsilon = (n + 1/2)\hbar\omega$ ist in Portionen von $\epsilon = \hbar\omega$ quantisiert, wobei n die Quantenzahl ihrer Schwingungsmode bezeichnet. In dieser Vereinfachung steckt die Annahme eines parabolischen (harmonischen) Gitterpotentials. Diese vereinfachte Betrachtung gegenüber den tatsächlichen Potentialen (vgl. Tab. 2.1) erlaubt es, die kollektiven Gitterschwingungen in Normalschwingungen zu zerlegen [71], was jedoch die Wechselwirkung zwischen Phononen ausschließt. Ohne eine Anharmonizität des Gitterpotentials, können jedoch u.a. folgende physikalische Phänomene nicht erklärt werden [71, 72]:

- das Abklingen von Wellen / Phononen,
- die Einstellung eines thermischen Gleichgewichts,
- die Absorption von Ultraschall,

Tabelle 2.1: Übersicht über Wechselwirkungen zwischen Teilchen sowie deren Wechselwirkungspotential als Funktion des Abstands (nach Table 2.2 in [9]).

Wechselwirkung zwischen	Schema	Energieterm $w(r)$
Ladung–Ladung		$-\frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r}$
Ladung und fester Dipol		$-\frac{Q p \cos \vartheta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$
Ladung und frei rotierender Dipol		$-\frac{Q^2 p^2}{6(4\pi\epsilon_0)^2 k T r^4}$
feste Dipole		$-\frac{p_1 p_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} (2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 - \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos \varphi)$
frei rotierende Dipole		$-\frac{p_1^2 p_2^2}{3(4\pi\epsilon_0)^2 k T r^6}$
Ladung und unpolares Teilchen		$-\frac{Q^2 \alpha}{2(4\pi\epsilon_0)^2 k T r^4}$
fester Dipol und unpolares Teilchen		$-\frac{p^2 \alpha (1 + 3 \cos^2 \vartheta)}{2(4\pi\epsilon_0)^2 r^6}$
frei rotierender Dipol und unpolares Teilchen		$-\frac{p^2 \alpha}{(4\pi\epsilon_0)^2 r^6}$
unpolar–unpolar		$-\frac{3}{4} \frac{h\nu\alpha^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 r^6}$
Wasserstoffbrücken		kompliziert; kurze Reichweite $w(r) \propto -1/r^2$

- die thermische Ausdehnung,
- der endliche Wärmewiderstand und
- die Temperatur- und Druckabhängigkeit elastischer Konstanten.

Abweichungen vom harmonischen Potential durch Wechselwirkungsterme dritter oder höherer Ordnung, z.B. im Potential $U(x) = cx^2 - gx^3 - fx^4$ [72], verursachen eine nichtlineare Steifigkeit bei der Verschiebung von Gitterpunkten. Infolge dessen führt ein vorhandenes Phonon, durch die mit ihm verbundene periodische Dehnung des Kristalls, zu nichtlinearen räumlichen und zeitlichen Änderungen der Elastizität, wodurch ein zweites Phonon gestört und gestreut werden kann. Unter Einhaltung von Energie- und Impulserhaltung können diese Phononen, ein drittes höherenergetisches Phonon erzeugen. Diese Umwandlung wird 3-Phononen-Prozess genannt [72]. Der umgekehrte Weg, der Zerfall eines höherenergetischen Phonons in zwei niederenergetische, ist ebenso möglich [73]. Eine schematische Darstellung der Entstehung bzw. des Zerfalls von Phononen im 3-Phononen-Prozess zeigt Abb. 2.8. Ohne diesen Entstehungs- / Zerfallsprozess

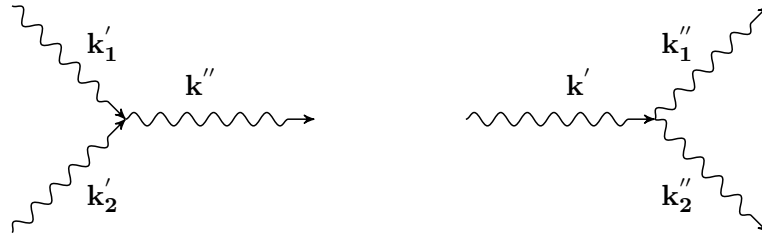


Abbildung 2.8: 3-Phononen-Prozesse im anharmonischen Potential. Links: Die Kombination von zwei Phononen zu einem dritten Phonon höherer Energie. Rechts: Zerfall eines Phonons in zwei Phononen niedriger Energie. Wellenvektoren vor und nach dem Prozess sind als k' bzw. k'' kenntlich gemacht.

könnten Phononen ihr Energieniveau nicht verlassen und ein anderes besetzen, sodass die Einstellung eines thermischen Gleichgewichts nicht möglich wäre. Selbst in defektfreien Kristallen am absoluten Nullpunkt sind spontane 3-Phononen-Zerfallsprozesse möglich, obwohl unter diesen Bedingungen praktische keine thermischen Phononen mehr vorhanden sind. Zum Auslöser der Störung und Streuung wird dann die Wechselwirkung mit den Nullpunktschwingungen des Gitters [71]. Die tatsächlichen Verhältnisse sind deutlich komplexer und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter behandelt. Die obigen Ausführungen sollen lediglich ein Grundverständnis für die endliche Lebensdauer von Phononen und der damit verbundenen Dissipation von Energie vermitteln.

Eng mit der Phonon-Phonon-Wechselwirkung verwandt, ist die Elektronen-Phonon-Wechselwirkung, die in Metallen relevant ist. Ihre Ursache ist ebenfalls in der Anharmonizität des Gitterpotentials begründet [5]. Diese führt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit dazu, dass Elektronen bei ihrer Bewegung im Metallgitter gestreut werden. In diesem Prozess wird entweder unter Abregung des Elektrons ein Phonon erzeugt oder durch Anregung des Elektrons ein Phonon ausgelöscht [73]. Der Abbau der erzeugten Phononen, und damit die Dissipation von Energie, kann wie oben beschrieben erfolgen.

Thermo-elastische Verluste: Zu den fundamentalen Dissipationsmechanismen zählen neben der Phonon-Phonon-Wechselwirkung, die sogenannten thermo-elastischen Verluste. Diese sind in thermodynamischen Systemen (z.B. Festkörper, Gase) aktiv. Deren Zustandsgrößen (Druck, Temperatur, Volumen) können durch den Eintrag mechanischer Arbeit und Wärme verändert werden. Findet dies inhomogen statt, können lokale Temperaturunterschiede und somit auch interne Wärmeströme entstehen, welche die in das System eingetragene Energie verteilen, woraus folgt, dass diese nicht mehr am Ort des Eintrags aus dem System entnommen werden kann. Dieses Phänomen wird als Thermo-elastische Dissipation (TED) bezeichnet und stellt einen Beitrag zur inneren Reibung von Festkörpern dar.

ZENER gilt mit seinen Arbeiten über die innere Dämpfung dünner schwingender Platten [36, 37] als einer der Pioniere auf diesem Gebiet, obwohl der grundlegende Mechanismus hinter diesem Effekt bereits durch REYNOLDS [24] erkannt und beschrieben wurde. Die Erklärung innerer Reibung auf Basis thermo-elastischer Verluste wurde seither in einer Reihe von Publikationen

bis heute weiter verfolgt [74–77]. Bei der Verformung von Platten oder Stäben, tritt bei konvexer Verformung bzgl. des Ausgangszustands eine Materialstreckung (Expansion) ein und bei konkaver Verformung eine Materialstauchung (Kompression). Expandierte Gebiete werden abgekühlt und komprimierte Gebiete erwärmt (s. Abb. 2.9). Aus dieser Überlegung ergibt sich sofort, dass im Fall schwingender Platten der resultierende Wärmefluss ebenso oszillieren und eine Funktion der Frequenz und Amplitude sein muss; das Ergebnis sind sogenannte thermo-elastische Wellen. Im Kontext des Rollwiderstands wäre die Amplituden- und Frequenzabhängigkeit gleichbedeutend mit einer Last- bzw. Geschwindigkeitsabhängigkeit.

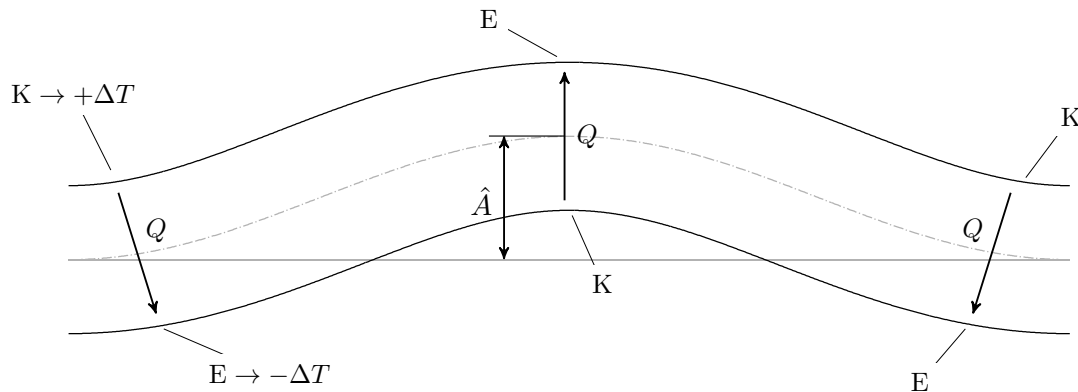


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Wärmeflusses infolge von Temperaturänderungen durch lokal unterschiedliche Kompression und Expansion innerhalb einer schwingenden Platte. Die Zeichen E und K entsprechen hier symbolisch der lokalen Expansion bzw. Kompression und Q der transportierten Wärme.

Einfluss von Korngrenzen: Die innere Reibung durch Wärmeströme sollte nur schwach von der Temperatur abhängen. Der schnelle Anstieg innerer Reibung von Metallen bei hohen Temperaturen steht dazu jedoch im Widerspruch, woraus geschlossen werden kann, dass unter diesen Bedingungen dominanter Verlustmechanismen einsetzen [78]. Untersuchung von BARNES und ZENER an Zinkproben unterschiedlicher Korngröße zeigten, dass die innere Reibung, bei großen Körnern langsamer mit zunehmender Temperatur steigt, als bei kleinen Körnern. Daraus folgerten sie, dass die (Gesamt)Fläche der Korngrenzen im Körper eine entscheidende Rolle spielt, da diese pro Volumen umgekehrt proportional zur Korngröße ist [78].

Dieses Ergebnis ist u.a. im Hinblick auf den Einsatz von glasartig gebondeten Keramiken bei hohen Temperaturen interessant, da diese aus harten Keramikkörnern in einer relativ weichen SiO_2 -Binderphase bestehen. Solche Materialien kommen u.a. als Kugellagerkugelwerkstoff zum Einsatz (z.B. Fa. Saint-Gobain Ceramic, Material SN101C). Der Einfluss der Binderphase auf die Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung wurde von PEZZOTTI *et al.* sehr ausführlich untersucht. Gegenstand ihrer Messungen waren glasartige, bei hoher Temperatur isostatisch gepresste Siliziumnitridkeramik (Si_3N_4 – SiO_2) und Siliziumcarbidkeramik (SiC – SiO_2) [79–81].

Sie identifizierten die Scherung bzw. den Schlupf der ca. 1 nm dicken intergranularen Grenzschichten als Hauptverlustmechanismus. Dieser ist vor allem bei hohen Temperaturen im Bereich des Schmelzpunkts von SiO_2 (ca. 1730 °C) dominant, sodass im Vergleich dazu die internen Verlusten z.B. durch Versetzungsrelaxation ausgeschlossen bzw. vernachlässigt werden konnten. Nach Verunreinigung der Binderphase durch (dotierte) Cl^- -Ionen verbreiterte sich der Verlustpeak stark und spaltete in insgesamt drei Peaks auf: ein Peak infolge der Viskosität von SiO_2 , ein Peak durch erhöhte Diffusion von Sauerstoff infolge der Cl^- -Dotierung sowie ein Peak durch die Diffusion des Cl^- -Ions an sich [82]. Dieses Beispiel verdeutlicht die Komplexität verschiedener Einflüsse auf die innere Reibung. Teils marginale Veränderungen am System (z.B. Dotierung), führen zu starken Auswirkungen, was die Aussage in Kapitel 2.4 über die Nicht-Berechenbarkeit der inneren Reibung auf Basis atomarer oder molekularer Modelle untermauert.

2.6 Partielles Rutschen und Schlupf im Rollkontakt

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Verlustmechanismen infolge körperinterner Eigenschaften behandelt. Im Gegensatz dazu, wird in diesem Abschnitt das Zusammenspiel von äußeren Reibung und elastischer Verformung der Kontaktpartner auf den Rollwiderstand betrachtet.

Der Kontakt eines Rades oder Kugel mit einer Ebene, kann unabhängig vom Bewegungszustand durch die HERTZsche Theorie beschrieben werden, solange er reibungsfrei ist. Ist dies nicht der Fall, können innerhalb der Kontaktfläche Bereiche existieren, die entweder aneinander haften oder sich relativ zueinander bewegen. Innerhalb der Haftzonen findet keine echte (makroskopisch gleitende) Relativbewegung statt, sondern augenscheinliches Gleiten, was eine Folge der elastischen Kompression unter Querdehnung / Tangentialdehnung ist. Je nachdem ob die Querdehnung positiv oder negativ ist, kommt es zu einer effektiven Verlängerung oder Verkürzung des Wälzkörperumfangs [21] und dementsprechend zu einer, gegenüber dem nicht deformierten Umfang, längeren bzw. kürzeren Strecke pro Umdrehung. Das Verhältnis zwischen deformiertem und nicht deformiertem Umfang heißt Schlupfverhältnis oder Schlupf [21]. REYNOLDS beschrieb dieses Verhalten 1876 qualitativ, entsprechend seinen Beobachtungen bzgl. der Kraftübertragung zwischen zwei Riemenscheiben. Die dabei auftretende Geschwindigkeitsdifferenz zwischen antreibendem Rad und angetriebenem Rad, führte er auf die Elastizität des Riemens zurück. Diesen Gedanken übertrug er auf den Rollkontakt, in dem ein äquivalenter Effekt auftreten muss und den er auch experimentell bestätigen konnte [24].

Später wurde von HEATHCOTE eine geometrische Idee zur Schlupfentstehung entwickelt [38]. Dazu betrachtete er den HERTZschen Kontakt zweier elastischer Körper mit unterschiedlichen Radien, in welchem sich eine nicht-ebene Kontaktfläche ausbildet. Rollen beide Körper mit zueinander parallelen Rotationsachsen, so würden in Achsrichtung nebeneinander liegende Oberflächenelemente auf ihren Kreisbahnen um die Drehachse unterschiedliche lange Wege während einer Umdrehung zurücklegen. Diese rein geometrische Betrachtung erklärt demnach Schlupf durch erzwungene

Differenzen der Umfangsgeschwindigkeiten [16]. Im Kapitel G des Anhangs sind weitere Details dazu dargestellt.

Die physikalische Ursache des Schlupfs im REYNOLDS'schen Sinn, liegt, wie oben erwähnt, in der Querdehnung der Materialien. Wirkt z.B. eine Kraft auf die Stirnfläche eines Stabes, verkürzt sich dieser und dehnt sich gleichzeitig quer zur Krafrichtung. Die Proportionalitätskonstante zwischen Längs- und Querdehnung ist die POISSON-Zahl ν [56]. Stellt man sich den Kontakt zwischen Kugel und Ebene aus einer gitterförmigen Verteilung kollinearer Stabpaare vor, deren Stirnflächen sich in der Kontaktfläche berühren, wirkt auf jedes Paar ein Druck $\delta\sigma$. Eine schematische Darstellung der Tangentialdehnung eines Stabpaares befindet sich in Abb. 2.10. Für dessen Tangential- oder Querdehnung ϵ_q , gilt unter Verwendung des HOOKEschen Gesetzes $\delta\sigma = \delta\epsilon E$:

$$\delta\epsilon_q = -\nu\delta\epsilon = -\nu \cdot \frac{\delta\sigma}{E} \quad (2.22)$$

Die Differentialschreibweise in 2.22 soll auf die ortsabhängige Druckverteilung im Kontakt bzw. auf die Anwendbarkeit auf jedes Stabpaar / Flächenelement dA hinweisen. Weiterhin folgt aus Glg. 2.22, dass die Differenz der Querdehnungen $\Delta\epsilon = \delta\epsilon_{q,1} - \delta\epsilon_{q,2}$ an der Grenzfläche eines Stabpaares bei vorgegebener Spannung $\delta\sigma$ nur dann verschwindet, wenn beide Körper das gleiche Verhältnis von POISSON-Zahl zu E-Modul haben. Andernfalls wird Schlupf erzwungen, falls dieser nicht durch eine entsprechende Haftspannung in der Grenzfläche verhindert wird. Die damit verbundene wechselseitige Beeinflussung von Tangentialdehnung und Haftspannung war REYNOLDS bereits bewusst sowie die damit verbundene Möglichkeit, dass der Kontakt in Haft- und Gleitzonen aufgeteilt ist [21]. Die Verkopplung von Tangentialdehnung und Reibung führt dazu, dass, nach Kenntnis des Autors, nur unter bestimmten Bedingungen geschlossene Lösungen angegeben werden können. Nach BUFLER sind dies: Gleiten im gesamten Kontaktbereich sowie Haften im gesamten Kontaktbereich und teilweises Gleiten und Haften bei gleichem Werkstoff [83].

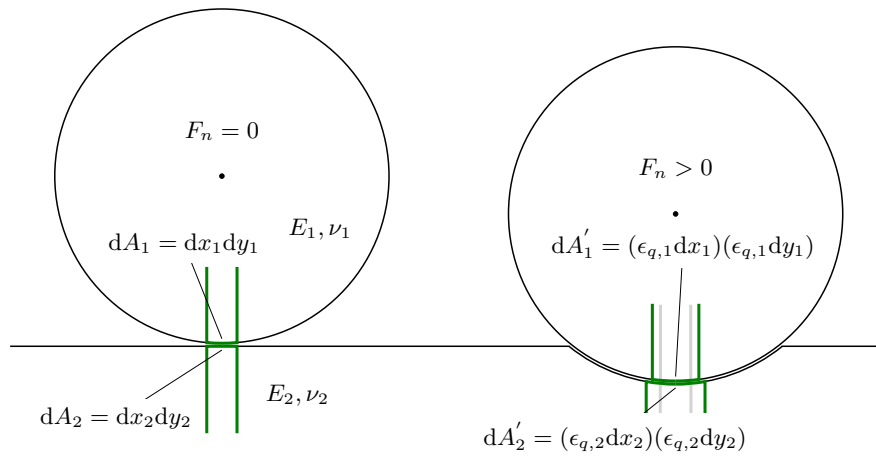


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Tangentialdehnung vor (links) und nach (rechts) dem Belasten eines Kugel–Ebene–Kontakts. Die Dehnung vor der Belastung ist im rechten Bild zur besseren Vergleichbarkeit durch hellgraue Markierungen dargestellt.

2.7 Rauheitseinfluss auf den Rollwiderstand

So wie die Rauheit einen Einfluss auf die Gleitreibung hat [84], hat sie auch einen Einfluss auf den Rollwiderstand fester Körper, was bereits vor über einhundert Jahren durch REYNOLDS [85] und STRIBECK [26] untersucht wurde. Beide kamen zur gleichen qualitativen Aussage, dass der Rollwiderstand hauptsächlich durch die Rauheit der sich berührenden Oberflächen beeinflusst wird. Dies wurde durch BIKERMAN in einer späteren Studie zur quantitativen Bestimmung des Rauheitseinfluss' auf den Rollwiderstand bestätigt [7]. Andere Effekte wie z.B. Adhäsion oder lokales Verschweißen wurden ausgeschlossen. BIKERMAN wählte für seine Experimente einen Aufbau, in welchem der maximale Winkel zum Horizont bestimmt wurde, bei dem Kugeln auf neigbaren ebenen Proben unterschiedlicher Rauheit gerade noch nicht abrollen. Ein schematischer Aufbau dieser Anordnung ist in Abb. 2.11 dargestellt.

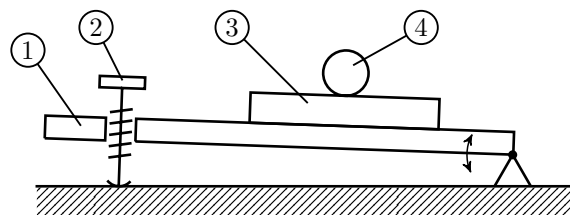


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus von BIKERMAN [7]. Bestehend aus einem Probenträger (1) der mit einer Mikrometerschraube (2) in der Neigung verstellt werden kann. Die ebene Probe (3) wurde mit warschmelzendem Wachs auf dem Träger fixiert. Die Neigung wurde so eingestellt, dass die Kugel (4) zu Beginn des Versuchs nicht abrollt.

Auf Basis der gewonnenen Daten, wurde der erste analytische Ausdruck entwickelt, der einen Zusammenhang zwischen Rauheit und Rollwiderstand herstellt. Eine Skizze des zugrundeliegenden Modellsystems ist in Abb. 2.12 dargestellt.

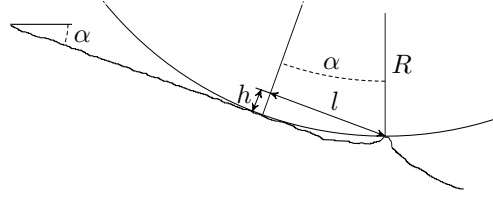


Abbildung 2.12: Darstellung des Modellsystems von BIKERMAN (in Anlehnung an [7]). Betrachtet wird eine Rauspitze auf einer sonst glatten Oberfläche zur Bestimmung des Grenzwinkels α in Abhängigkeit des Kugelradius R und der Höhe der Rauspitze h . Übersteigt die Neigung der Ebene den Grenzwinkel, setzt das Abrollen der Kugel ein.

Das Modellsystem besteht aus einer Kugel mit glatter Oberfläche, die Stufen der Höhe h auf einer um den Winkel α zum Schwerfeld \vec{g} geneigten Ebene überwinden muss. Die Stufenhöhe wurde als Rauheitsparameter R_q angenommen und der Grenzwinkel α (siehe Glg. 2.23) bestimmt, bei dessen Überschreitung die Kugel abrollt.

$$h = R(1 - \cos \alpha) \quad (2.23)$$

Wird in Glg. 2.23 $h = R_q$ gesetzt und $\cos \alpha$ durch die Kleinwinkelnäherung zweiten Grades ersetzt, erhält man $R_q = R \frac{1}{2} \alpha^2$. Aufgrund der betrachteten Versuchsanordnung, liegt es nahe, den Rollwiderstand in Analogie zur Definition des Gleitreibungskoeffizienten, über die Neigung einer schiefen Ebene zu definieren. Für den Fall, dass die Hangabtriebskraft F_H gerade noch nicht ausreicht, um ein Abrollen der Kugel über die Rauspitze einzuleiten, kann diese mit der Rollwiderstandskraft F_r gleichgesetzt werden. Mit der Hangabtriebskraft $F_H = F_G \cdot \sin \alpha$ und der Normalkraft $F_n = F_G \cdot \cos \alpha$ kann der Rollwiderstandskoeffizient (CoRR) $\mu_r = \frac{F_r}{F_n} = \tan \alpha$ definiert werden. In Kleinwinkelnäherung erhält man folgenden Ausdruck:

$$\mu_r = \sqrt{\frac{2R_q}{R}} \quad (2.24)$$

2.8 Einlauf: von plastischer Deformation zu elastischer Hysterese

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Rauheit als direkte Ursache für den Rollwiderstand betrachtet. Daneben hat sie auch einen Einfluss auf die plastischen Eigenschaften der Oberfläche und damit auf die Einlaufphase beim Rollen. ELDREDGE und TABOR führten, nach Kenntnis des Autors, die erste umfangreiche Studie zur Materialabhängigkeit des Rollwiderstands und Einlaufvorgangs durch [8]. Dieser ist durch anfängliche plastische Deformation der Oberflächen gekennzeichnet. Mit steigender Zyklenzahl reversierender Rollbewegungen nimmt die weitere plastische Deformation pro Zyklus ab; die Deformationsrate sinkt und mit ihr der Rollwiderstand,

bis schließlich nur noch Verluste durch elastische Hysterese, als Folge innerer Reibung (s. Kapitel 2.5), auftreten. Für ihre Untersuchungen nutzten sie einen Aufbau, in welchem Kugellagerkugeln ($\varnothing = 1/16'' \dots 1/2''$; Vickershärte $HV = 930$) zwischen zwei parallelen Ebenen gewälzt wurden. Als ebene Proben kamen verschiedenen Metalle zum Einsatz; angefangen mit Blei und Zinn über Kupfer bis hin zu Phosphorbronze. Der damit verbundene Härtebereich erstreckt sich über $HV = 4 \dots 200$.

Je nach Härte kann ein unterschiedlich stark ausgeprägtes Einlaufverhalten beobachtet werden. Bei weichen Materialien kann es außerdem zu einer Verbreiterung des Anfangs der Laufspur im ersten Zyklus kommen. Die Ursache ist eine transiente Änderung der Druckverteilung im Kontakt beim Übergang von statischer Indentation zum Rollen. Während des Belastungsvorgangs wird die Kugel in die weiche Ebene gedrückt, die sich plastisch verformt. Die Rotationssymmetrie der entstandenen Druckverteilung wird jedoch durch das Losrollen aufgehoben, da die Kugel durch die plastische Materialreaktion quasi ausschließlich die vordere Hälfte des kreisförmigen Kontakts belastet: der Druck auf das Material wird erhöht, die Kugel sinkt weiter in die Ebene ein und verbreitert die Laufspur [8]. Wird nach dem Losrollen im ersten Zyklus ein stationärer Zustand der plastischen Deformation erreicht, kann die Widerstandskraft folgendermaßen dargestellt werden [8]:

$$F_{r,1} = k \frac{F_n^{3/2}}{D} \quad \text{mit} \quad k = \frac{p_r}{6} \left(\frac{8}{\pi p_m} \right)^{3/2} \quad (2.25)$$

Darin ist $p_r = \frac{F_r}{A_2}$ der Rollwiderstandsdruck, $p_m = \frac{F_n}{A_1}$ der mittlere Normaldruck und D der Durchmesser der Kugel. Nach ELDREDGE und TABOR sind p_r und p_m im reibungsfreien plastischen Kontakt gleich und entsprechen der Indentationshärte HV [8]. Zur Definition der Drücke bzw. Flächen s. Abb. 2.13.

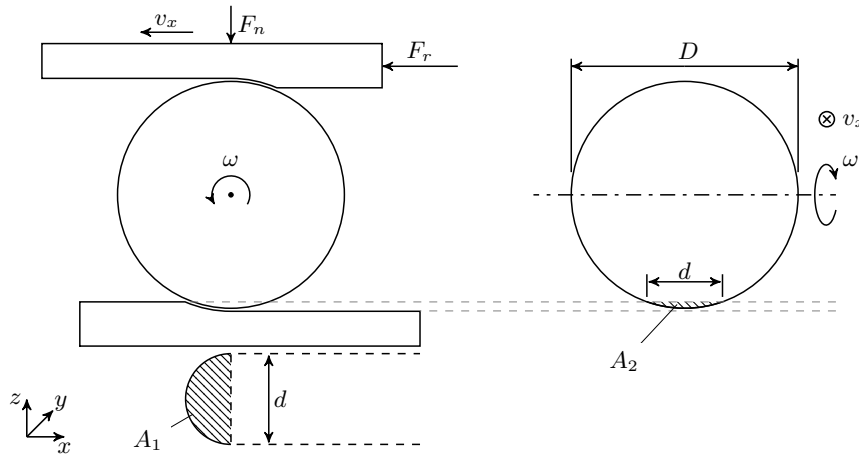


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung zur Entstehung des Rollwiderstands durch plastische Deformation nach ELDREDGE und TABOR [8].

Im ersten Zyklus musste die größte Verformungsarbeit pro Zyklus verrichtet werden. In den nachfolgenden Zyklen sinkt die erforderliche Arbeit und mit ihr der Rollwiderstand stufenweise ab. Dieser Prozess kann bei weichen Ebenen ca. 100 Zyklen in Anspruch nehmen. Im Gegensatz dazu

kann bei harten Materialien das Einlaufen bereits nach dem ersten Zyklus abgeschlossen sein, obwohl keine Laufspuren beobachtbar sind [8]. Nach dem Einlauf stellt sich ein stabiler Zustand ohne weitere plastische Deformationen ein, sodass nur noch Verluste aus elastischer Hysterese zum Rollwiderstand beitragen [8]. Die Reduktion des Widerstands über die Zyklenzahl folgt dem empirischen Zusammenhang:

$$F_{r,i} = \frac{A}{i} + F_{r,\infty} \quad \text{mit } i > 1 \quad (2.26)$$

Die zyklensweise Änderung des Rollwiderstands $F_{r,i}$ ist dabei unabhängig vom Kugeldurchmesser. Weitere Größen in Glg. 2.26 sind: A ist eine systemabhängige Konstante, welche die plastischen Eigenschaften widerspiegelt. $F_{r,\infty}$ entspricht dem durch elastische Hysterese verursachten Rollwiderstand nach dem Einlaufen. Basierend auf ihren Messungen, geben ELDREDGE und TABOR folgendes empirisches Gesetz an:

$$F_{r,\infty} = k \frac{F_n^n}{D^m} \quad (2.27)$$

Die Konstanten n und m liegen zwischen 1,7 ... 1,85 bzw. 1,5 ... 1,7, unabhängig davon, ob $F_{r,\infty}$ nach dem ersten Zyklus (harte Materialien) oder nach etwa 100 Zyklen (weiche Materialien) erreicht wurde. Dieser remanente Widerstand ist eine Folge von Dämpfungs- / Relaxationsvorgängen im Material [11] und äußert sich in zyklisch belasteten Kontakten durch Irreversibilität und Dissipation [21]. Eine Beschreibung dessen ist mit einer einzelnen Materialkonstante im Allgemeinen nicht möglich, da die Verluste auch von der Belastung / Dehnung abhängen können. Ein Beispiel hierfür sind Metalle, die mit wachsender Dehnung steigende innere Verluste zeigen. Insbesondere dann, wenn Dehnungen nahe der Dehnungsgrenze erreicht werden [21].

2.9 Kapitelzusammenfassung

Im diesem Kapitel wurde gezeigt, dass für raue Tribokontakte der Gleitreibungs- und Rollwiderstand mit Hilfe der Theorie der Mechano-Aktivierung sowie durch Verluste in Form von Aktivierungs- und Trennungsenergien dargestellt werden kann. Weiterhin können mit dieser Theorie grundlegende Abhängigkeiten des Rollwiderstands von Radius und Normalkraft erklärt werden. Eine weitere Ursache für den Widerstand ist die Visko-Elastizität der Materialien, welche wiederum aus innerer Reibung resultiert. Letztere wird durch eine Vielzahl von Elementarprozessen bestimmt, u.a. durch Diffusion von vakanten chemischen Bindungen oder Defekten im Kristall. Aber selbst in perfekten defekt-freien Kristallen tritt innere Reibung auf, deren Ursache thermo-elastische Verluste sind. Diese treten in jedem Festkörper mit thermischer Ausdehnung auf, wofür wiederum anharmonische Gitterpotentiale, in Verbindung mit thermodynamischen Eigenschaften mitverantwortlich sind. Des Weiteren wurde gezeigt, dass auch äußere Reibung zum Rollwiderstand beitragen kann, wenn beide Kontaktpartner nicht die gleichen elastischen Eigenschaften haben. In diesem Fall führt die Verformung beider Körper zu mikroskopischen Gleitbewegungen im Kontakt, welche durch die Gleitreibungseigenschaften der Tribopartner beeinflusst werden. Dieses Zusammenwirken von Verformung und Gleitreibung wurde bereits durch REYNOLDS diskutiert,

konnte jedoch erst etwa 100 Jahre später mit Hilfe numerischer Techniken detaillierter untersucht werden. Die Oberflächen wurden dabei als perfekt glatt angenommen. Effekte durch die Rauheit spielen hierbei insofern eine Rolle, als dass sie die Gleitreibung beeinflussen. Einen anderen Ansatz den Rauheitseinfluss zumindest für den Losrollwiderstand zu beschreiben, geht auf BIKERMAN zurück. Weiterhin wurden plastische Verformungen im Rollkontakt zwischen Kugel und Ebene aufgeführt, welche die Einlaufphase charakterisieren. Deren Länge hängt von der Härte der beteiligten Materialien ab. Als Faustregel gilt, dass Wälzkörper aus weichen Materialien eine längere Einlaufphase zeigen, als welche aus harten. Während der Einlaufphase sinkt der Rollwiderstand auf einen stabilen Wert ab, welcher elastischer Hysterese / innerer Reibung zugeordnet werden kann.

3 Ziele und Ansatz

Im vorangegangenen Kapitel 2 „Stand der Forschung“ wurden verschiedene Ursachen vorgestellt, die zum Rollwiderstand beitragen: äußere Reibung, plastische Deformation, Viskoelastizität / innere Reibung sowie die Oberflächenrauheit. Im Rahmen der genannten Ursachen, werden in diesem Kapitel die Ziele der Arbeit formuliert (Abschn. 3.1) sowie der Ansatz (Abschn. 3.2) zur experimentellen Untersuchung vorgestellt. Beide Punkte werden abschließend kurz zusammengefasst (Abschn. 3.3).

3.1 Formulierung der Zielstellung

Von den oben erwähnten Ursachen des Rollwiderstands, kann im Prinzip keine vollständig vermieden oder ausgeschaltet werden. Die einzige Ausnahme darunter, ist die äußerer Reibung, welche durch mikroskopischen Schlupf im Kontaktbereich zur sprichwörtlichen Rollreibung führt und die STOLARSKI [86] zufolge einen wesentlichen Anteil zum Gesamtwiderstand beiträgt. Rollreibung in diesem Sinn ließe sich, zumindest theoretisch auf Null reduzieren, wenn entweder beide Kontaktpartner aus den selben Materialien bestehen (s. Abschn. 2.6 „Partielles Rutschen und Schlupf im Rollkontakt“), die Gleitreibung trivialerweise Null ist oder aber so hoch ist, dass sie mikroskopischen Schlupf unterbindet. Aus letzten beiden Punkten folgerte bereits REYNOLDS [24], dass für den Rollkontakt ungleicher Materialien ein Gleitreibungskoeffizient existieren müsste, für den die Rollreibung der Paarung maximal wird. Weiterhin stellte er fest, dass eine Schmierung des Rollkontakts nur einen geringen und tendenziell vergrößernden Einfluss auf die Rollreibung hat [24].

Betrachtet man den Gleitreibungskoeffizient einer gegebenen Materialpaarung, so kann dieser in Abwesenheit von flüssigen oder festen Schmierstoffen im Prinzip nur durch die Oberflächenrauheit modifiziert werden. Bekannt ist, dass in manchen mikrotribologischen Kontakten bei bestimmten Werten der Mittenrauhtiefe R_a ein Minimum der Gleitreibung beobachtet werden kann [84]. Dieses stellt sich weder bei nahezu atomar glatten, noch bei vergleichsweise rauen Oberflächen ein. Das rauheitsabhängige Minimum entspricht somit dem minimal möglichen Gleitreibungskoeffizienten, der für die betreffende nicht-geschmierte Paarung erreicht werden kann. Im vorliegenden Zusammenhang ist zur Minimierung der Rollreibung ein möglichst hoher Gleitreibungskoeffizient gewünscht. Dessen Anstieg mit sinkender Rauheit ist jedoch durch die natürliche Grenze des atomaren Höhenprofils begrenzt. Dadurch liegt die Vermutung nahe, dass ein Minimum des Rollwiderstands im Sinne von Rollreibung, bei steigender Rauheit zu suchen ist, da hier Verzahnungseffekte zwischen den Oberflächen mikroskopischen Schlupf im Kontakt hemmen und

somit die Rollreibung verringern könnten. Dem gegenüber steht ein Anstieg des Widerstands beim Losrollen mit zunehmender Rauheit, was rein geometrisch durch das Hinaufrollen an einer Kante erklärt werden kann (s. Abschn. 2.7). Ob der besagte Anstieg auch auf den stationären Zustand des freien Rollens übertragbar ist, wurde, nach Kenntnis des Autors, bisher noch nicht im Detail überprüft. Könnte dieses Verhalten beobachtet werden, wäre das ein Hinweis darauf, dass im Fall des freien Rollens die Rollreibung im eigentlichen Sinn nicht auftritt oder ihr zumindest nur eine untergeordnete Rolle am Gesamtwiderstand zukommt. Entsprechend der Ergebnisse wäre zu prüfen, ob der Rollwiderstandskoeffizient durch Glg. 2.24 beschrieben werden kann oder ob andere Verlustmechanismen wie materialinternen Dämpfungseigenschaften (Visko-Elastizität s. Abschn. 2.4 oder innere Reibung s. Abschn. 2.5) in Frage kommen.

Die Höhenverteilung realer rauer Oberflächen ist oft zufällig [87–89], weshalb schon früh begonnen wurde, den Kontakt zwischen ihnen mit Hilfe statistischer Methoden zu beschreiben [48, 87, 88]. In Arbeiten aus jüngerer Zeit wurden weitere Theorien entwickelt, die sich der Eigenschaften zufälliger und fraktaler Oberflächen bedienen (s. Abschn. 2.2 „Kontakt rauer Oberflächen“). Dabei stand meist die Größe der realen Kontaktfläche im Vordergrund, teilweise aber auch die Kontaktsteifigkeit. Über die Proportionalität der letzteren, also zwischen Last und Annäherung der Oberflächen, wird in der Literatur kontrovers diskutiert. Es gibt Arbeiten in denen eine exponentielle Abhängigkeit dargestellt wird [88, 90], wobei für kleine Lasten auch ein linearer Verlauf zwischen Steifigkeit und Last auftreten kann [88, 91–93]. Andere [94] geben ein Potenzgesetz (s. Glg. 3.1) in Abhängigkeit des Hurst-Exponenten H an, mit welchem zufällig-raue bzw. fraktale Oberflächen charakterisiert werden können (s. Abschn. 2.2).

$$k = \frac{\partial F}{\partial d} \propto F_n^\alpha \begin{cases} \alpha \approx 0,9 & \text{für } -1 < H < 0 \\ \alpha = 1/(1 + H) & \text{für } 0 < H < 2 \\ \alpha = 1/3 & \text{für } 2 < H \end{cases} \quad (3.1)$$

Aus Glg. 3.1 ergibt sich eine nahezu lineare Abhängigkeit für Oberflächen, deren Rauheit durch die kleinsten Wellenlängen des Rauheitsspektrums charakterisiert werden ($H < 0$) und ähnelt damit dem bereits von GREENWOOD angegebenen Ausdruck $k = \frac{F_n}{S_q}$ (s. [94]). Außerdem folgt aus Glg. 3.1 die HERTZsche Steifigkeit für Oberflächen deren größte Wellenlängen dominant sind, da hier $H > 2$ und somit die Krümmung jeder kleineren Skala (Vergrößerung) jeweils kleiner ist, als die der nächstgrößeren, wodurch sich der Kontakt wie der einer einzelnen großen Erhebung mit einer Ebene verhält [94]. Im Bereich $0 < H < 2$ findet der entsprechende Übergang statt.

Anhand von Glg. 3.1 kann man folgendes Gedankenexperiment durchführen: wird eine glatte Kugel mit einer rauen Ebene in Kontakt gebracht, tragen bei kleinen Lasten im Wesentlichen nur die Rauspitzen der Ebene relevante (kurze) Wellenlängen zum Spektrum bei; $H < 0$ und $k \propto F_n^{0,9}$. Werden diese mit steigender Normalkraft abgeplattet, so tragen mehr und mehr langwellige Anteile die Last; der Hurst-Exponent ändert sich lastabhängig und durchläuft den Übergangsbereich $0 < H < 2$. Mit weiter steigender Normalkraft tragen Wellenlängen bis in die Größenordnung des Kontaktdurchmessers zum Spektrum bei und dominieren es; der Hurst-Exponent wächst

auf $H > 2$ wodurch $k \propto F_n^{1/3}$ wird. Der Kontakt zwischen einer glatten Kugel und einer rauen Ebenen sollte also für große Normalkräfte das HERTZsche Verhalten zeigen, so wie es schon 1966 durch GREENWOOD und WILLIAMSON argumentiert wurde [48]. Interessanterweise zeigen die Simulationsdaten in [94] dieses Verhalten nicht. Im Gegenteil, die Autoren weisen darauf hin, dass für große Normalkräfte eine fast lineare Abhängigkeit der Kontaktsteifigkeit von der Last existiert.

Neben den oben erwähnten Unterschieden und kontroversen Diskussionen über den Verlauf der Steifigkeit, besteht in einem Punkt Konsens; die Steifigkeit nimmt mit zunehmender Rauheit ab. Dabei wirkt die Schicht der Rauspitzen wie eine zum Volumenkörper in Reihe geschaltete Feder, die das Systemverhalten dominieren kann [93]. Darunter fallen die Dämpfungseigenschaften des Kontakts [95] ebenso wie die Übertragung von Wärme und Ladungen [93]. In Abhängigkeit der Rauheit wird die Kontaktsteifigkeit deutlich, teilweise um mehrere Größenordnungen, unter die Vorhersagen der HERTZschen Theorie reduziert [95], wodurch sie einen wesentlichen Anteil zur Gesamtdeformation eines nominellen HERTZ-Kontakts beiträgt [96]. Daneben beeinflusst die Rauheit auch den nominellen Kontaktdurchmesser, welcher für raue Oberflächen größer ausfällt [97].

An dieser Stelle soll auf die oben aufgeführte Frage zurückgekommen werden, ob beim freien Rollen nicht nur der Widerstand beim Losrollen, sondern auch der stationäre Widerstand mit zunehmender Rauheit ansteigt. Der gerade geschilderte Zusammenhang zwischen Kontaktsteifigkeit und Rauheit kann eine Idee zur Erklärung liefern, die im Weiteren kurz vorgestellt werden soll. Als Folge der verringerten Kontaktsteifigkeit auf rauen Oberflächen, sinken Wälzkörper tiefer in diese ein. Es sei Δ_0 die Gesamtverformung beim Eindringen, die mit der Last und Rauheit wächst. Dementsprechend steigen bei konstanter Rollgeschwindigkeit die Verformungsraten senkrecht zur Oberfläche, wobei folgende einfache Vorstellung dahinter steht: es wird ein Flächenelement dA eines Wälzkörpers betrachtet, das gerade in den Kontakt einläuft. Aus dem Kontaktradius a_c und der Rollgeschwindigkeit v folgt die halbe Überrollzeit t_c . Während dieser Zeit wird der Bereich unter dA in die darunterliegende (raue) Ebene eingedrückt; der Betrag der Verformung ist das oben genannte Δ_0 . Der Quotient aus Δ_0 und t_c ist die mittlere vertikale Eindruckgeschwindigkeit $\overline{v_z}$ des Flächenelements und gleichbedeutend mit der genannten Verformungsrate. Eine schematische Darstellung dazu befindet sich in Abbildung 3.1.

Daraus folgt, dass bei konstanter Rollgeschwindigkeit, die mittlere vertikale Geschwindigkeit $\overline{v_z}$ nur noch von der Eindringtiefe abhängig ist, welche wiederum bei gegebener Last proportional zur Rauheit (R_a) ist [98]. Die Abhängigkeit des Widerstands von der Rollgeschwindigkeit ist vermutlich nicht sehr ausgeprägt, da in einem Material typischerweise mehrere DEBYE-Peaks aktiv und über einen weiten Bereich im Frequenzraum verteilt sind (s. Kapitel 2.4). Diese relative Unabhängigkeit der inneren Dämpfung von der Geschwindigkeit / Frequenz wurde in Experimenten an rotierenden Stäben von KIMBALL und LOVELL beobachtet [60]. Daher ist zu vermuten, dass sich aus den in Kapitel 2.4 „Visko-elastische Verluste“ und 2.5 „Innere Reibung“ vorgestellten Verlustmechanismen, ein mit der Rauheit und Last wachsender Rollwiderstand ergibt, der nur wenig von der Rollgeschwindigkeit beeinflusst wird.

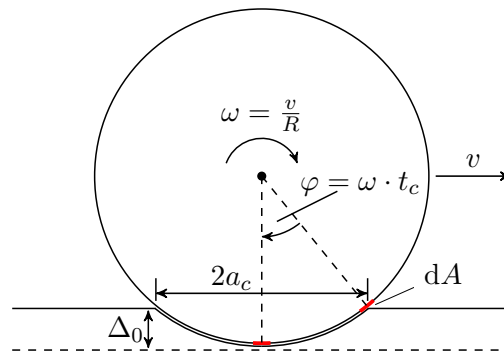


Abbildung 3.1: Darstellung zur vereinfachten Bestimmung der mittleren vertikalen Eindrucksgeschwindigkeit bzw. Verformungsrate beim Rollen eines Wälzkörpers auf einer Ebene.

Neben den Auswirkungen auf den Betrag, hat die Rauheit einen weiteren Einfluss auf den Charakter des Rollwiderstands. Da die räumliche Verteilung und die Höhe der Rauspitzen typischerweise zufällig ist, streuen Ergebnisse tribologischer Messungen mit zunehmender Rauheit stärker. Dies wurde u.a. durch ELDREDGE und TABOR festgestellt, die nach dem Schleifen von ursprünglich raueren Proben mit feinerem Schleifpapier, geringere Fluktuationen des Rollwiderstands beobachteten [8]. Auch BIKERMAN stellte bei Messungen des rauheitsabhängigen Losrollwiderstands fest, dass es vor allem auf rauen Proben zu einer starken Streuung kommt [7]. Eine vergleichbare Tendenz zeigt sich in Messungen der Kontaktsteifigkeit von NURI [91]. Ein ähnliches Verhalten ist dementsprechend auch in Messungen zu erwarten, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden.

3.2 Experimenteller Ansatz

Die Untersuchung des oben begründeten Widerspruchs zur Auswirkung der Rauheit auf den Rollwiderstand sowie seine vermutlich sinkende Vorhersagbarkeit mit zunehmender Rauheit sollen u.a. Gegenstand dieser Arbeit sein. Weiterhin soll der Einfluss der Gleitreibung auf den Rollwiderstand untersucht werden. Dementsprechend bedarf es der Messung von Gleitreibungs- und Rollwiderstandseigenschaften verschiedener Materialpaarungen, deren Oberflächen gezielt aufgeraut werden. Für den Fall, dass partielles Rutschen im Kontakt einen wesentlichen Anteil zum Gesamtwiderstand beiträgt, sollte sich experimentell zeigen lassen, dass sich die rauheitsabhängige Entwicklung des Rollwiderstands entgegengesetzt zur Gleitreibung der selben Tribopaarung verhält. Außerdem sollte die örtliche Streuung des Rollwiderstands mit zunehmender Rauheit steigen. Daraus geht die Vermutung hervor, dass z.B. geregelte Antriebe mit Wälzkörperführungen bei steigender Rauheit eine Zunahme des Geschwindigkeitsrauschen bzw. der Positions- / Geschwindigkeitsschleppfehler zeigen sollten. Dieser Frage soll ebenfalls experimentell nachgegangen werden.

Des Weiteren werden begleitend zu den tribologischen Experimenten, einige numerische Untersuchungen des Rollwiderstands in Abhängigkeit des Gleitreibungskoeffizienten durchgeführt.

Dadurch kann zum einen ein Vergleich zwischen den numerischen / kontaktmechanischen Vorhersagen und den experimentellen Daten erfolgen und zum anderen die Größenordnung der sprichwörtlichen Rollreibung und deren Anteil am Gesamtwiderstands abgeschätzt werden.

Das freie Rollen einer Kugel auf einer Ebene entspricht JOHNSON zufolge einer zyklische Be- und Entlastung des Kontakts mit einer Normalkraft [21]. Dieser Vorgang kann dementsprechend als ein stationärer Indentationsvorgang aufgefasst werden, welcher in Rollrichtung translatorisch fortschreitet. Die Kugel-Eindruck-Methode, als Vertreterin von Indentationsmessungen, sollte daher geeignet sein, um die plastische Verformungsarbeit während der Einlaufphase sowie die elastische Hysterese während des stationären Rollens abzubilden. Sie ist eher als statischer Kontakt einzuordnen, was jedoch BUSH *et al.* zufolge „[...] ein Fall größerer praktischer Bedeutung ist, [da] alle tribologischen Probleme des freien Rollens, Probleme des statisch-elastischen Kontakts sind [6]^{1,2}.“ Diese Versuchsmethode und die direkte Rollwiderstandsmessung sollten daher gleichwertig sein. Es wird vermutet, dass deren Ergebnisse ineinander umgerechnet werden können bzw. eine direkte Proportionalität zwischen verrichteter Hysteresearbeit und Rollwiderstand nachweisbar sein sollte.

3.3 Kapitelzusammenfassung

In obigem Abschnitt wurde der Stand der Forschung nochmal als Ganzes beleuchtet und auf die teils kontroversen Diskussion in der Literatur hingewiesen. Daraus wurden Vermutungen und daraus wiederum Ziel- bzw. Fragestellungen abgeleitet. Die zur deren Untersuchung benötigten experimentellen Methoden sowie die Fragestellungen an sich werden unten zur besseren Übersicht stichpunktartig zusammengefasst. Alle tribologischen Experimente werden dabei im nicht-geschmierten Kugel-Ebene- bzw. Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt durchgeführt. Änderungen an den Parametern des Tribosystems werden nur durch die Wahl der Materialkombination, des Kugelradius sowie durch gezieltes Aufrauen der Ebenen eingestellt. Die Kugeln verbleiben in ihrem (glatten) Lieferzustand.

Messaufgaben / Untersuchungsmethoden:

- Gleitreibungsmessungen im Kugel-Ebene-Kontakt
- Numerische Untersuchung des Widerstands beim freien Rollen in Abhängigkeit der elastischen Parameter sowie des Gleitreibungskoeffizienten
- Rollwiderstandsmessungen im Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt
- Gleichlaufmessungen im Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt
- Kugel-Eindruckversuche / elastisch-plastische Verformungsarbeit im Kugel-Ebene-Kontakt

¹J.F. Archard, Elastic deformation and the laws of friction, Proc. R. Soc. Lond. A, 243(1233):190–205, 1957

²A.W. Bush, R.D. Gibson, and T.R. Thomas. The elastic contact of a rough surface. Wear, 35(1):87 – 111, 1975

- Oberflächencharakterisierung: Rauheit, Härte, Mechanische Eigenschaften

Ziel- / Fragestellungen:

- Welchen Einfluss hat die rauheitsabhängige Gleitreibung auf den Widerstand beim freien Rollen der jeweils gleichen Tribopaarung?
- Existiert eine optimale Oberflächenrauheit, z.B. gemessen am quadratischen Mittenrauwert, die zu einem minimalen Rollwiderstand führt?
- Wie wirken sich (elastische) Materialkenngrößen und Rauheit auf den Rollwiderstand aus bzw. können beide Einflüsse separiert werden?
- Kann mit Kugel-Eindruckversuchen auf den Rollwiderstand des gleichen Tribopaares geschlossen werden?
- Welchen Einfluss hat die Rauheit auf den Gleichlauf geregelter Achsen?

4 Experimentelle Aufbauten und Untersuchungsmethoden

Die Tribologie ist die Wissenschaft der Grenzflächen zwischen Körpern in Kontakt. Sie kann nicht in lang etablierte Wissenschaftszweige wie Chemie, Physik, Maschinentechnik oder Materialwissenschaft eingeordnet werden, sondern erfordert deren Zusammenwirken [99]. Vermutlich deshalb wurde in der Geschichte der Tribologie früh erkannt, dass einfache Theorien nicht ausreichen, sondern multidisziplinäre detaillierte Analysen und akkurate Experimente notwendig sind, um die Gesetzmäßigkeiten in tribologischen Systemen zu verstehen [11]. In der vorliegenden Arbeit liegt der Fokus auf experimentellen Untersuchungen, was an dieser Stelle mit einem Zitat von HORST CZICHOS unterstrichen werden soll:

„Zusammenfassend muss für die Rollreibung – ähnlich wie für die Gleitreibung – festgehalten werden, dass bei einem konkreten praktischen Anwendungsfall der Rollreibungswiderstand sich aus mehreren Komponenten zusammensetzen kann, so dass eine genaue Bestimmung von Rollreibungszahlen nur durch experimentelle Untersuchungen möglich ist.“¹

4.1 Ableitung der Anforderungen an die Versuchsaufbauten

Im Folgenden werden die Anforderungen an die Versuchsaufbauten abgeleitet. Aufgrund der unterschiedlichen Untersuchungsmethoden können an dieser Stelle nur wenige gemeinsame Anforderungen definiert werden. Dazu gehört, wie weiter oben schon erwähnt, dass in allen Aufbauten, unabhängig von der Methode, die selben Proben getestet werden können. Daher wurden zur Fixierung der Ebenen und Kugeln (für die Indentationsmessungen) Stiftprobenteller ausgewählt, wie sie in Raster-Elektronen-Mikroskopen eingesetzt werden, sodass Proben ohne großen Aufwand zwischen den Versuchsaufbauten ausgetauscht und in entsprechenden Behältern geschützt gelagert werden können. Neben der gemeinsamen Anforderung an die Probenhalterung, sollen mit allen Versuchsaufbauten ein hoher Proben- bzw. Messreihendurchsatz möglich sein, was durch einen relativ hohen Grad an Automatisierung geschehen soll. Dies birgt weiterhin den Vorteil, dass Experimente weitestgehend unabhängig und ungestört vom Operator ablaufen können. Weiterhin soll in einem quasi verschleißfreien Regime gearbeitet werden. Dies hat zwei Hintergründe: zum einen können Messungen im Zweifelsfall wiederholt werden, zum anderen liegen die Proben für die Messungen in allen Versuchsaufbauten jeweils weitestgehend unverändert vor.

¹H. Czichos und K.-H. Habig. Tribologie-Handbuch. Vieweg+Teubner Verlag, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2010, S.105.

4.1.1 Anforderung an die Rollwiderstandsmessung

Vor der Ableitung der Anforderungen an den Versuchsaufbau, wird ein kurzer Überblick über verschiedene in der Literatur beschriebene Methoden zur Messung des Rollwiderstands gegeben. Diese können grob in zwei Kategorien unterteilt werden: dynamische und stationäre Methoden. Dabei soll unter „dynamisch“ verstanden werden, dass letztlich die Beschleunigung träger Massen beobachtet wird. Dementsprechend fallen in die Kategorie der „stationären“ Methoden Messverfahren, die mit konstanten Geschwindigkeiten arbeiten können.

Vermutlich aufgrund der Einfachheit, den Ort bzw. die Geschwindigkeit einer Masse zu beobachten, wurden die ersten Experimente zur Bestimmung des Rollwiderstands auf geneigten Ebenen durchgeführt, auf denen ein Wälzkörper abrollen kann. REYNOLDS maß bspw. den Winkel, unter dem gegossene Eisenwalzen auf verschiedenen Materialien beginnen hinab zu rollen [24]. Die gleiche Methode wurde später von BIKERMAN benutzt, jedoch beobachtete er, anstelle von ca. 6,35 kg schweren Eisenwalzen, Kugellagerkugeln [7]. BRIGGS und BRISCOE entwickelten einen Versuchsaufbau, der auch auf einer geneigten Ebene basiert. Sie maßen allerdings nicht den Winkel ab dem der Wälzkörper zu rollen beginnt, sondern die Zeit die benötigt wurde eine bestimmte Strecke zurückzulegen [27]. Eine ähnliche Anordnung wurde von DOMENÉCH *et al.* benutzt, die allerdings anstelle der Durchschnittsgeschwindigkeit die Beschleunigung einer Kugel in einer geneigten Bahn maßen [100]. Andere entwickelten Versuchsaufbauten, in denen das Abklingen oszillierender Bewegungen unter Schwerkrafteinfluss gemessen wurde; darunter fallen u.a. Pendelmechanismen [101] oder in Kugelkappen rollende Kugeln [102]. Eine weitere dynamische Methode ist die Beobachtung der Winkelbeschleunigung eines Schulterlagerrings, der auf drei Kugeln sitzt, die in der Laufbahn eines angetriebenen Lagerrings liegen [103].

Die gerade beschriebenen Methoden weisen eine recht hohe Empfindlichkeit auf, sodass mit ihnen hochauflösend gemessen werden kann. Ihr Nachteil ist jedoch die schlechte Automatisierbarkeit und die Schwierigkeit Lasten einfach zu variieren. Das, nach Kenntnis des Autors, erste Rollwiderstandsmessgerät, das einem modernen reversierenden (Gleitreibungs-)Tribometer ähnelt, wurde von ELDREDGE und TABOR entwickelt [8]. Mit diesem waren sie in der Lage, den Rollwiderstand in einer Ebene–Kugel–Ebene–Konfiguration bei konstanter Geschwindigkeit, also im stationären Zustand, zu messen. Darüber hinaus konnten sie die Last de facto von Null an durch Auflegen von Massenstücken beliebig einstellen, was z.B. bei den oben vorgestellten Anordnungen nicht möglich ist.

Die Herausforderung bei der Entwicklung eines Rollwiderstandstribometers besteht in der Verbindung zwischen hoher Empfindlichkeit der Kraftmessung, die vergleichbar mit den dynamischen Methoden sein sollte, und potentiell guter Automatisierbarkeit von Last- und Positionsänderungen, sodass Reib–Last–Kurven an verschiedenen Orten auf den Proben gemessen werden können. Beides soll mit einem linear reversierenden Tribometer erreicht werden, dass mit einem 2D–Kraftsensor zur Messung der Normal- und Tangentialkraft versehen ist. Zur besseren Einschätzung, welche Kräfte der Versuchsaufbau auflösen und messen können muss, wurden in

Tab. 4.1 Literaturwerte des Rollreibungskoeffizienten und die jeweiligen Versuchsbedingungen zusammengestellt.

Tabelle 4.1: *In der Literatur beschriebene Rollwiderstandsmessungen, unter Angabe des Verfahrens sowie wesentlicher Randbedingungen.*

Autor, Jahr und Quelle	Typ	Material, Durchmesser, etc.	Last	Rollwiderstandskoeffizient
REYNOLDS, 1876 [24]	geneigte Ebene, Messung des Losrollwiderstands als Anstellwinkel	gegossene Eisenwalzen, $D \approx 152,4$ mm auf Stahl, Glas, Messing	Eigenmasse der Walzen, $F_n \approx 62,3$ N	$\mu_r \approx 0,4 \dots 2 \cdot 10^{-3}$
BIKERMAN, 1949 [7]	geneigte Ebene, Messung des Losrollwiderstands als Anstellwinkel	Kugellagerkugeln, vermutlich 100Cr6, $D \approx 3,18 \dots 12,7$ mm auf rostfreiem Stahl 18 – 8	Eigenmasse der Kugeln, $F_n \approx 1,3 \dots 82$ mN	$\mu_r \approx 7 \dots 63 \cdot 10^{-3}$
DOMENÉCH <i>et al.</i> , 1987 [100]	geneigte Laufbahn, Messung der Beschleunigung	Kugeln, Stahl, Aluminium, Messing, $D \approx 11,25 \dots 25,0$ mm auf Aluminium	Eigenmasse der Kugeln, $F_n \approx 20 \dots 674$ mN	$\mu_r \approx 1 \dots 7 \cdot 10^{-3}$
DZHILAVDARI, 2008 [101]	Abklingen der Bewegung eines Pendel	Al_2O_3 -Kugel, $D = 10,0$ mm auf Silizium $\langle 111 \rangle$	Eigenmasse des Pendels, $F_n \approx 12,3$ N	$\mu_r \approx 0,7 \dots 1,2 \cdot 10^{-6}$
OLARU <i>et al.</i> , 2009 [102]	Abklingen einer Rollbewegung, Kugel in Halbkugel	Kugel in Halbkugel, Stahl, $D \approx 1 \dots 9,5$ mm	Eigenmasse der Kugeln, $F_n \approx 0,04 \dots 34,6$ mN	$\mu_r \approx 4 \dots 25 \cdot 10^{-3}$
OLARU <i>et al.</i> , 2011 [103]	Winkelbeschleunigung eines Schulterlagers auf 3 Kugeln	Kugellagerkugeln, Edelstahl, $D \approx 1,6$ mm in Bahnen der Lagerringe	Eigenmasse der präparierten Lagerringe, $F_n \approx 8 \dots 33$ mN	$\mu_r \approx 0,2 \dots 0,4 \cdot 10^{-3}$
TABOR ELDREDGE, 1955 [8]	reversierendes Tribometer, konstante Geschwindigkeit	Kugellagerkugeln, vermutlich 100Cr6, $D \approx 1,6 \dots 12,7$ mm, Metalle und Legierungen der Härte $HV4 \dots HV200$	$F_n \approx 0,1 \dots 98$ N	$\mu_r \approx 10^{-3}$ und weniger (abhängig von der Härte der Ebenen)

Die in Tab. 4.1 aufgelisteten Rollwiderstandskoeffizienten legen nahe, dass die Last keinen besonders großen Einfluss hat. Ob die Normalkraft durch die Eigenmasse der Kugeln im Bereich weniger Millinewton oder durch Auflegen von Massenstücken mit dem Äquivalent einiger zehn Newton aufgebracht wurde, hat offenbar kaum eine Auswirkung. Anders scheint dies in Bezug auf die Rauheit zu sein. Die von DZHILAVDARI [101] verwendeten Silizium- $\langle 111 \rangle$ -Oberflächen mit einer Rauheit $R_a < 0,5$ nm zeigen die mit Abstand niedrigsten Rollwiderstandskoeffizienten. Die Proben von OLARU *et al.* [103] sind rauer ($R_a \approx 30$ nm) und die von BIKERMAN [7] sind sogar deutlich rauer ($R_q > 1 \mu\text{m}$). Die dazugehörigen Widerstandskoeffizienten sind ebenfalls unverkennbar größer. Dieser Vergleich ist absolut gesehen nicht unbedingt aussagekräftig, da jeweils unterschiedliche Versuchsmethoden zum Einsatz kamen. Dennoch liefert er ein Indiz

dafür, dass die Rauheit einen großen Einfluss zu haben scheint und dass ein entsprechender Versuchsaufbau einen sehr weiten Messbereich für den Rollwiderstand haben sollte. Die Spanne des Rollwiderstandskoeffizienten ist im Vergleich zu typischen Gleitreibungskoeffizienten um mehrere Zehnerpotenzen größer. Darüber hinaus ist er jedoch auch um mehrere Größenordnungen kleiner. Dieser Umstand stellt an den 2D-Kraftaufnehmer hohe Anforderungen, insbesondere was das Sensitivitätsverhältnis zwischen den zu messenden Kräften betrifft, welches idealerweise dem Widerstandskoeffizienten μ_r ähneln sollte. Ausgehend von diesen Überlegungen sowie den oben zusammengetragenen Literaturwerten, sind in Tab. 4.2 die wesentlichen Anforderungen an das Rollwiderstandstribometer erfasst.

Tabelle 4.2: Abgeleitete Anforderungen an das RRT

Messgröße, Eigenschaft	(Mess)Bereich	Auflösung	Anmerkung
Rollwiderstands- koeffizient μ_r	$1 \cdot 10^{-5} \dots 1 \cdot 10^{-2}$	$< 1 \cdot 10^{-6}$	untere Grenze wurde auf 10^{-5} festgelegt, da technische Oberflächen oft eine höhere Rauheit aufweisen als DZHLAVDARI's Proben (s. [101]) und daher höhere Werte für μ_r erwartet werden; Auflösung auf 1/10 der unteren Grenze festgelegt
Normalkraft F_n	10 ... 1000 mN	< 1 mN	typ. Lasten (s.o.) reichen vom unteren mN-Bereich bis fast 1 N; Auflösung auf 1/10 der unteren Grenze festgelegt
Tangentialkraft F_t	± 5 mN	≈ 10 nN	obere Grenze entsprechend typ. Werte für $\mu_r \approx 5 \cdot 10^{-3}$ bei $F_n = 1000$ mN festgelegt; Kraftauflösung ergibt sich aus der geforderten Auflösung von μ_r
reversierender Verfahrbe- reich x	min. ± 1 mm		
Geschwindig- keit v	0 ... 2 mm/s		möglichst guter Gleichlauf / „Ruckfreiheit“; möglichst geringes Übersprechen parasitärer Kräfte durch Beschleunigung des Antriebs auf den Tangentialkraftsensor

4.1.2 Anforderung an die Gleitreibungsmessung

Die Anforderungen an das Gleitreibungstribometer bzw. MT ergeben sich größtenteils aus denen des Rollwiderstandstribometers, wobei vor allem folgende Kernpunkte berücksichtigt werden sollen:

- ähnlicher Energieeintrag; in etwa wie er bei den Rollwiderstandsmessungen zu erwarten ist
- ähnliche Geschwindigkeiten der translatorische Probenbewegung, wie sie für die Rollwiderstandsmessung gefordert wurden

- möglicherweise auftretender Verschleiß soll so gering wie möglich sein, um im Bedarfsfall Rollwiderstandsmessungen an mehr oder weniger unveränderten Proben wiederholen zu können

Der Energieeintrag in die Proben ergibt sich aus der mittleren Reibungskraft multipliziert mit der zurückgelegten Strecke pro Reibzyklus. Des Weiteren ergibt sich aus der Forderung nach gleicher / ähnlicher Geschwindigkeit auch ein mit den Rollwiderstandsexperimenten vergleichbarer Leistungseintrag. Beide Forderungen lassen sich erfüllen, wenn die Reibungskräfte der Gleitreibungsexperimente in der Größenordnung der Rollwiderstandskräfte sind. Dazu müssen letztere abgeschätzt werden, woraus sich zusammen mit typischen Gleitreibungskoeffizienten der zulässige Normalkraftbereich ergibt. Typische Rollwiderstandskoeffizienten liegen nach Tab. 4.1 im Bereich

$$\mu_r \approx 1 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-3}$$

Daraus folgen für den in Tab. 4.2 definierten Normalkraftbereich die zu erwartenden Rollwiderstände

$$F_r = \mu_r \cdot F_n \approx 0,1 \mu\text{N} \dots 5 \text{ mN}$$

Für typische Gleitreibungskoeffizienten im Bereich

$$\mu_g \approx 0,1 \dots 0,5$$

ergeben sich folgende Normalkräfte:

$$F_n = F_r / \mu_g \approx 0,2 \mu\text{N} \dots 50 \text{ mN}$$

Es stellt sich die Frage, ob mit diesen Kräften der dritten Forderung genüge getan ist. Zur Abschätzung des Abtrags durch die reversierende Bewegung, werden beispielhaft typische Werte für Verschleißraten von Keramiken im nicht geschmierten Kontakt mit sich selbst herangezogen. Hierfür findet man Literaturwerte [99] im Bereich

$$w_s = 10^{-6} \dots 10^{-3} \text{ mm}^3/\text{Nm} \quad (4.1)$$

Der Energieeintrag eines reversierenden Zyklus' der Hublänge L ist

$$W_R = 2 \cdot L \cdot F_g$$

Das Verschleißvolumen ergibt sich aus der Verschleißrate und der eingetragenen Energie. Außerdem gilt näherungsweise, dass das Verschleißvolumen das Produkt aus beanspruchter Reibfläche A_W und abgetragener Höhe Δh ist.

$$V_W = w_s \cdot W_R = A_W \cdot \Delta h$$

Die insgesamt durch die Reibung beanspruchte Fläche kann aus dem HERTZschen Kontaktradius a_c (s. Kap. 2.1) und der Hublänge abgeschätzt werden:

$$A_W = 2a_c \cdot L$$

Auflösen der obigen Gleichungen nach der abgetragenen Höhe Δh und anschließendes Vereinfachen ergibt:

$$\Delta h = \frac{w_s \cdot F_g}{a_c} \quad (4.2)$$

Für eine $\varnothing 1$ mm–Kugel aus Al_2O_3 –Keramik mit einem Elastizitätsmodul von $E \approx 380$ GPa und einer POISSON–Zahl $\nu \approx 0,23$, die auf eine Ebene aus dem gleichen Material gedrückt wird, ergibt sich mit der oben abgeschätzten Normalkraft $F_n \approx 50$ mN ein Kontaktradius $a_c \approx 4,5 \mu\text{m}$. Die dazugehörige Reibungskraft bei $\mu_g = 0,1$ ist $F_g \approx 5$ mN. Einsetzen der Werte in Glg. 4.2 ergibt:

$$\Delta h = \frac{10^{-6} \text{ mm}^3/\text{Nm} \cdot 5 \text{ mN}}{4,5 \mu\text{m}} \approx 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Dies ist der Abtrag für den Fall, dass nur einen Reibzyklus stattgefunden hat, wobei die untere Grenze der oben angegebenen Verschleißraten (s. Glg. 4.1) angenommen wurde. Für $n = 10$ Zyklen ist der Abtrag bereits in der Größenordnung $0,01$ nm. Da a priori weder die Verschleißrate (s. Glg. 4.1) noch der Gleitreibungskoeffizient für die präparierten Proben bekannt sind, kann der Abtrag entsprechend der beiden Parameter auch um Faktor $1000 \dots 5000$ größer sein. Dies entspräche dann Werten von ca. $\Delta h \approx 10 \dots 50$ nm, die durchaus in der Größenordnung der Rauheit liegen (s. Kap. 5). Veränderungen dieser Art sollten jedoch, wie oben gefordert wurde, möglichst nicht eintreten, sodass die Normalkräfte deutlich unter 50 mN liegen sollten.

Die aus obiger Argumentation abgeleiteten Anforderungen an das Gleitreibungstribometer sind in Tab. 4.3 zusammengestellt.

Tabelle 4.3: Abgeleitete Anforderungen an das MT

Messgröße, Eigenschaft	(Mess)Bereich	Auflösung	Anmerkung
Normalkraft F_n	$0,25 \dots 2,5$ mN	$< 0,025$ mN	Bemessung der zulässigen Lasten s.o.; Auflösung auf 1/10 der unteren Grenze festgelegt
Tangentialkraft F_t	$\pm 1,25$ mN	$\approx 1 \mu\text{N}$	obere Grenze entsprechend $\mu_g \approx 0,1 \dots 0,5$ und maximaler Normalkraft $F_n = 2,5$ mN festgelegt
reversierender Verfahrbe- reich L	≈ 1 mm		
Geschwindig- keit v	$0 \dots 2$ mm/s		

4.1.3 Anforderung an die Kugel–Indentations–Messung

Die Anforderungen an den Messaufbau für die Kugel–Indentations–Messungen ergeben sich ebenfalls aus den Anforderungen an das Rollwiderstandstribometer bzw. aus den erwarteten Energieeinträgen während des Rollens.

Zur groben Abschätzung der erforderlichen Kraft- und Wegauflösung, soll folgende vereinfachte Vorstellung dienen. Während des stationären Rollens über eine Distanz s unter der konstanten Last F_n wird die mittlere Kraft F_r benötigt. Die dabei verrichtete Arbeit W_{F_r} , entspricht der im Kontakt dissipierten Energie.

$$W_{F_r} = F_r \cdot s = \mu_r \cdot F_n \cdot s \quad (4.3)$$

Während der Bewegung wird die Fläche A überrollt. Nach Abb. 4.1 folgt für A :

$$A = 2 \cdot s \cdot a_c + \pi \cdot a_c^2 \quad (4.4)$$

Im Gegensatz dazu wird während eines Kugel-Indentations-Versuchs nur im Bereich der HERTZschen Kontaktfläche Arbeit verrichtet.

$$A_c = \pi \cdot a_c^2 \quad (4.5)$$

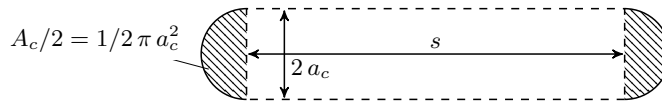


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Spur mit der Streckenlänge s , die während einer reversierenden Rollbewegung belastet wird.

Dementsprechend wäre zu erwarten, dass die Indentationsarbeit W_{F_i} und die Rollwiderstandsarbeit W_{F_r} im selben Verhältnis ϵ zueinanderstehen, wie die jeweilig involvierten Flächen (Glg. 4.5 und 4.4). Die verrichtete mechanische Arbeit ergibt sich aus dem Integral einer Kraft-Weg-Funktion. Da diese für die Indentation im Moment noch nicht bekannt ist, wird die Arbeit durch das Produkt der Mittelwerte von Normalkraft $\overline{F_n}$ und Breite der Hystereseschleife $\overline{\Delta z}$ dargestellt. Damit folgt unter Verwendung von Glg. 4.3 das Verhältnis ϵ

$$\epsilon = \frac{W_{F_i}}{W_{F_r}} = \frac{A_c}{A} = \frac{\pi \cdot a_c^2}{2 \cdot s \cdot a_c + \pi \cdot a_c^2} = \frac{\overline{\Delta z} \cdot \overline{F_n}}{\mu_r \cdot F_n \cdot s} \quad (4.6)$$

Abbildung 4.2 veranschaulicht die Be- und Entlastung des Kontakts während der Indentation. Dabei wurde der Kraftverlauf des Hin- und Rückwegs als in etwa gleich angenommen werden. Da während des Vorgangs jedoch Arbeit verrichtet wird, muss mit ihm eine messbare Hystereseschleife verbunden sein. Diese wird im vorliegenden Fall als eine leichte Verschiebung des Kraftverlaufs auf dem Rückweg modelliert. Der Betrag der Verschiebung wird mit $\overline{\Delta z}$ bezeichnet. Im Gegensatz zur starken Vereinfachung in Abb. 4.2, ist in Realität kein linearer Kraft-Weg-Verlauf zu erwarten, sondern eher ein annähernd HERTZscher Verlauf:

$$F(h) = R \cdot K^2 \cdot h^{3/2} \quad (4.7)$$

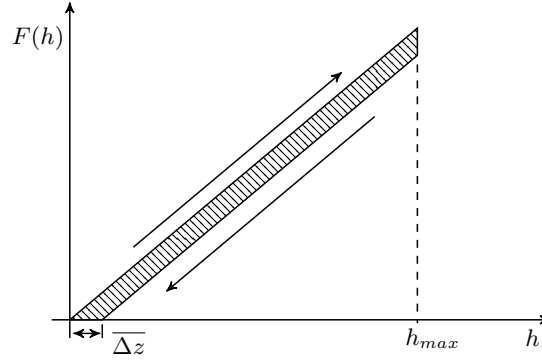


Abbildung 4.2: Vereinfachte Darstellung des Kraftverlaufs während der Kugel-Indentation. Auf dem Rückweg ist der Kraftverlauf um den kleinen Betrag $\overline{\Delta z}$ verschoben.

Zu Bestimmung von $\overline{\Delta z}$ fehlt nun nur noch ein Ausdruck für $\overline{F_n}$, welcher aus Glg. 4.7 gewonnen werden kann. Für die mittlere Kraft während der Indentation gilt unter Verwendung von Glg. 4.7:

$$\overline{F_n} = \frac{1}{h_{max}} \int_0^{h_{max}} R \cdot K^2 \cdot h^{3/2} dh = \frac{2}{5} \frac{RK^2}{h_{max}} h_{max}^{5/2} \quad (4.8)$$

Vereinfachen von Glg. 4.8 und Verwenden von Glg. 4.7 an der Stelle h_{max} liefert folgenden Ausdruck für die mittlere Normalkraft während der Indentation

$$\overline{F_n} = \frac{2}{5} RK^2 h_{max}^{3/2} = \frac{2}{5} F_n \quad (4.9)$$

Einsetzen von 4.9 in 4.6 und Umstellen nach $\overline{\Delta z}$ ergibt:

$$\overline{\Delta z} = \frac{\pi \cdot a_c^2}{2 \cdot s \cdot a_c + \pi \cdot a_c^2} \cdot \frac{\mu_r \cdot F_n \cdot s}{\frac{2}{5} F_n} \quad (4.10)$$

Weitere Vereinfachungen ergeben

$$\overline{\Delta z} = \frac{1}{\frac{2 \cdot s \cdot a_c}{\pi a_c^2} + 1} \cdot \frac{\mu_r \cdot s}{\frac{2}{5}} = \frac{5}{2} \cdot \frac{s}{\frac{2 \cdot s}{\pi a_c} + 1} \cdot \mu_r \quad (4.11)$$

Wird darüber hinaus die Messung so gestaltet, dass der überrollte Weg s deutlich größer ist, als der HERTZsche Kontaktradius a_c , folgt:

$$\frac{2 \cdot s}{\pi a_c} + 1 \approx \frac{2 \cdot s}{\pi a_c} \quad (4.12)$$

Einsetzen in Glg. 4.11 und vereinfachen ergibt die gesuchte Abschätzung der mittleren Breite der Hystereseschleife:

$$\overline{\Delta z} \approx \frac{5}{4} \pi a_c \mu_r \quad (4.13)$$

Interessanterweise unterscheidet sich das Ergebnis der Abschätzung nur um den Faktor $\frac{5}{4}$, wenn zur Bestimmung der mittleren Normalkraft anstelle des HERTZschen Kraft-Weg-Verlaufs eine lineare Funktion, wie in Abb. 4.2 dargestellt, verwendet wird:

$$\overline{\Delta z} \approx \pi a_c \mu_r$$

Mit Glg. 4.13 kann bei gegebener Elastizität und bekanntem Rollwiderstandskoeffizient die Breite bzw. der Versatz der Hystereseschleife bei Indentationsversuchen abgeschätzt werden. Die Lastabhängigkeit der Indentationsarbeit wird dabei in Form des HERTZschen Kontaktradius a_c berücksichtigt. In Tab. 4.4 sind die Ergebnisse einer entsprechenden Beispielrechnung zusammengefasst. Zur Abschätzung der unteren Grenze dient ein Kugel–Ebene–Tribopaar aus Wolframcarbid mit einem Kugeldurchmesser von $D = 1 \text{ mm}$, dem fiktiven Rollwiderstandskoeffizient $\mu_r = 1 \cdot 10^{-5}$ und der Last $F_n = 50 \text{ mN}$. Die obere Grenze wird durch ein weniger steifes Material, z.B. Stahl, mit folgenden Parametern abgeschätzt: $D = 6 \text{ mm}$, $\mu_r = 1 \cdot 10^{-2}$ und $F_n = 300 \text{ mN}$. Die zur Abschätzung verwendeten Widerstandskoeffizienten entsprechen den in Tab. 4.2 definierten Minimal– bzw. Maximalwerten.

Tabelle 4.4: Abschätzung der unteren und oberen Grenze der Hysteresebreite $\overline{\Delta z}$ anhand des HERTZschen Kontakts unterschiedlich steifer selbst–gepaarter Kugel–Ebene Kontakte. Die angegebenen Rollwiderstandskoeffizienten entsprechen dem Minimal– bzw. Maximalwert aus Tab. 4.2.

Größe	untere Grenze	obere Grenze
Material	Wolframcarbid	Stahl
E–Modul E	680 GPa	200 GPa
POISSON–Zahl ν	0,25	0,29
Durchmesser D	1 mm	6 mm
Last F_n	50 mN	300 mN
Widerstandskoeffizient μ_r	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-2}$
Eindringung h_{max}	$\approx 28 \text{ nm}$	$\approx 112 \text{ nm}$
Kontaktdurchmesser a_c	$\approx 3,7 \text{ }\mu\text{m}$	$\approx 18,4 \text{ }\mu\text{m}$
Hysteresebreite $\overline{\Delta z}$	0,15 nm	723 nm
Indentationsarbeit W_{F_i}	$\approx 3 \text{ pJ}$	$\approx 86700 \text{ pJ}$

Mit den Ergebnissen aus Tab. 4.4 können die Kernanforderungen an den Messaufbau für Kugel–Indentations–Versuche definiert werden. Dies schließt insbesondere den Lastbereich und die Wegauflösung ein. Die Messung der absoluten Eindringtiefe ist weniger wichtig und wurde daher einfach auf das 200–fache der HERTZschen Vorhersagen für eine Stahl–Stahl–Paarung bei $D = 1 \text{ mm}$ und $F_n = 300 \text{ mN}$ festgelegt, womit der Einfluss der Rauheit auf die Kontaktsteifigkeit berücksichtigt sein sollte (s. Kap. 3). Tabelle 4.5 fasst die Anforderungen zusammen.

4.1.4 Anforderung an die Gleichlaufmessung

Mit dem GLPS soll der Rauheitseinfluss im Rollkontakt auf das Verhalten von geregelten Achsen untersucht werden. Wie im RRT soll auch hier der Ebene–Kugel–Ebene–Kontakt zum Einsatz kommen. Der GLPS soll eine lineare Servoachse nachbilden, wobei besondere Anforderungen an dessen eigene Führung bestehen. Ihr Widerstand muss lokal sehr konstant sein und sollte sich über die zu fahrende Strecke nur wenig ändern. Dahinter verbirgt sich die Annahme, dass

Tabelle 4.5: Anforderungen an den Messaufbau für Kugel-Indentations-Versuche.

Messgröße	(Mess)Bereich	Auflösung	Anmerkung
Normalkraft F_n	50 ... 300 mN	< 0,5 mN	Lasten, die in etwa den Bereich für das Rollwiderstandstribometer entsprechen; Auflösung auf 1/100 der unteren Grenze festgelegt
Hysteresebreite $\overline{\Delta z}$	0,15 ... 723 nm	< 0,05 nm	Die Auflösung wurde 1/3 der unteren Grenze festgelegt, da dies in etwa dem Wert entspricht, der mit den zur Verfügung stehenden Interferometern und Interpolatoren noch aufgelöst werden kann.
max. Eindringung h_{max}	0 ... 2000 nm	< 0,05 nm	Auflösung wie Anforderung an $\overline{\Delta z}$

der Achsregler dann genügend schnell auf die intrinsischen Störungen des Aufbaus reagieren kann und somit Abweichungen von der Soll-Trajektorie (Soll-Position, Soll-Geschwindigkeit, Soll-Beschleunigung) im Wesentlichen nur noch durch das Sensorrauschen und den Rollwiderstand der Proben bestimmt werden. Weiterhin sollte der Führungswiderstand möglichst klein sein; kleiner-gleich dem Rollwiderstand der zu messenden Proben. Aus der Reglerausgabe und damit aus der Antriebskraft kann direkt auf lokale Schwankungen des Rollwiderstandskoeffizienten geschlossen werden. Des Weiteren sollen die Versuche mit den gleichen Geschwindigkeiten, wie bei den direkten Rollwiderstandsmessungen gefahren werden.

Der Begriff Gleichlauf impliziert, dass der Teil der Bewegung betrachtet wird, in dem die Bahnsteuerung der Achse neue Positionen bei konstanter Geschwindigkeit und Null Beschleunigung vorgibt. In diesem Bahnabschnitt sollte der Achsregler den örtlichen Mittelwert / Erwartungswert des Rollwiderstands $\overline{\mu_r} \cdot F_n$ möglichst gut mit der entsprechenden Antriebskraft F_A kompensieren können. Die Rauheit der Führungsflächen (Proben) führt jedoch zu kleinen lokalen Schwankungen $\tilde{\mu_r}$ des Rollwiderstandskoeffizienten, wodurch es zu Abweichungen von der Nominalbeschleunigung $a = 0 \text{ mm/s}^2$ kommt. Die resultierende Bewegungsgleichung lautet:

$$m \cdot a = (\overline{\mu_r} + \tilde{\mu_r}) \cdot F_n - F_A \quad (4.14)$$

Darin gilt wie oben erläutert $\overline{\mu_r} \cdot F_n = F_A$, sodass folgt:

$$m \cdot a = \tilde{\mu_r} \cdot F_n \quad (4.15)$$

Die rauheitsbedingten Schwankungen $\tilde{\mu_r}$ des Rollwiderstandskoeffizienten seien normalverteilt mit der Standardabweichung σ_μ , sodass die Verteilungsfunktion wie folgt aufgeschrieben werden kann:

$$w(\tilde{\mu_r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_\mu} \cdot e^{-\frac{\tilde{\mu_r}^2}{2\sigma_\mu^2}} \quad (4.16)$$

Da die Beschleunigung a und die Störung $\tilde{\mu_r}$ linear voneinander abhängig sind (s. Glg. 4.15) muss auch a normalverteilt sein. Es gilt:

$$w(a) = \frac{\hat{a}}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_a} \cdot e^{-\frac{a^2}{2\sigma_a^2}} \quad (4.17)$$

Die Konstante \hat{a} dient zur Anpassung an die physikalische Einheit von σ_a und hat den Wert 1 m/s^2 , wodurch die Wahrscheinlichkeit $w(a)$ wieder einheitenlos wird. Ersetzt man in Glg. 4.17 a durch die dementsprechend umgestellte Glg. 4.15, erhält man wiederum die Wahrscheinlichkeit $w(\tilde{\mu}_r)$.

$$w(\tilde{\mu}_r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_\mu} \cdot e^{-\frac{\tilde{\mu}_r^2 \cdot F_n^2 / m^2}{2\sigma_a^2}} \quad (4.18)$$

Ein Vergleich mit Glg. 4.16 liefert die Identität:

$$\frac{1}{\sigma_\mu^2} = \frac{F_n^2 / m^2}{\sigma_a^2} \quad (4.19)$$

Da in Glg. 4.19 alle Größen positiv sind, kann auf beide Seiten die Quadratwurzel angewendet werden. Durch Umstellen nach σ_a und mit der Nomenklatur $a_{rms} = \sigma_a$ und $\mu_{rms} = \sigma_\mu$ folgt:

$$a_{rms} = \mu_{rms} \cdot \frac{F_n}{m} \quad (4.20)$$

Nach Glg. 4.20 sind während der Fahrt mit konstanter Geschwindigkeit die quadratischen Abweichungen von der Nominalbeschleunigung $a = 0 \text{ m/s}^2$ direkt von den lokalen Schwankungen des Rollwiderstandskoeffizienten abhängig. Die bewegte Masse im Nenner von Glg. 4.20 wirkt den Störungen entgegen. Dieser Effekt relativiert sich jedoch dann, wenn die bewegte Masse der Last F_n auf den Kontakt entspricht, was in einer Reihe von Anwendungen der Fall ist.

Weiter stellt sich nun die Frage nach der Messbarkeit von a_{rms} . Da der Gleichlaufprüfstand einer geregelten Servoachse entsprechen soll, muss ein Positionsmesssystem vorgesehen werden, dass als Rückführung in einen geschlossenen Regelkreis dient. Im Betrieb der Achse können aus der ersten und zweiten Ableitung nach der Zeit die Geschwindigkeit und Beschleunigung bzw. deren jeweilige Streuung gewonnen werden. Beide sind wie folgt definiert:

$$v(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{s(t) - s(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (4.21)$$

$$a(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t) - v(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (4.22)$$

Im vorliegenden Fall wird davon ausgegangen, dass die Achse mit einem digitalen Regler betrieben wird. Das Zeitintervall / der Reglertakt Δt kann dementsprechend nicht beliebig klein sein, sodass die Gleichungen 4.21 und 4.22 nur wie folgt approximiert werden können:

$$v(t) = \frac{s(t) - s(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (4.23)$$

$$a(t) = \frac{v(t) - v(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (4.24)$$

Aus physikalisch–technischen Gründen können die gemessenen Wegdifferenzen ebenfalls nicht beliebig klein und, durch die digitale Datenverarbeitung, nur exakt Null oder ein Vielfaches der Positionsauflösung δs sein. Daraus folgt die minimal messbare und von Null verschiedene Geschwindigkeit bzw. Geschwindigkeitsdifferenz innerhalb eines Reglertakts:

$$v_{min}(t) = \Delta v_{min} = \frac{\delta s}{\Delta t} \quad (4.25)$$

und daraus wiederum die minimal messbare Beschleunigung:

$$a_{min}(t) = \frac{\delta s}{\Delta t^2} \quad (4.26)$$

Nach Glg. 4.26 sollte die Wegauflösung zur Bestimmung der Beschleunigungsstörungen infolge des lokal variablen Rollwiderstands so klein wie möglich sein. Da diese jedoch nur einen finiten Wert haben kann (s.o.), darf der Reglertakt / die Zeitauflösung nicht extrem klein gewählt werden, da dies zu nicht interpretierbaren Ergebnissen führen könnte; es würden extrem große Beschleunigungen gemessen werden. Daher muss an dieser Stelle eine Abschätzung folgen, die letztendlich auf eine Art optimale Abtastrate führt. Dazu folgende Überlegung: geht man von dem Fall aus, dass die Normalkraft auf den Kontakt durch die Gewichtskraft einer mit der Achse bewegten Masse aufgebracht wird, folgt aus Glg. 4.20

$$a_{rms} = \mu_{rms} \cdot \frac{m \cdot g}{m} = \mu_{rms} \cdot g \quad (4.27)$$

Nimmt man weiterhin an, dass die RMS–Streuung des Rollwiderstandskoeffizienten ca. 40 % des Erwartungswerts μ_r entspricht, ergeben sich unter Verwendung von Glg. 4.27 RMS–Beschleunigungen im Bereich $a_{rms} \approx 40 \dots 4000 \mu\text{m/s}^2$, wobei $\mu_r \approx 10^{-5} \dots 10^{-3}$ angenommen wurde (s. Tab. 4.1). Als Wegmesssysteme mit einer sehr hohen Auflösung, werden hier die zu Verfügung stehenden optische Interferometer auf Basis von HeNe–Lasern herangezogen. Deren Wegsignale haben eine optische Periodizität von ca. 316,4 nm und können durch eine 13–Bit–Interpolation in 8192 Schritte unterteilt werden. Damit ergibt sich die kleinste messbare Differenz von ca. 0,0386 nm, wobei jedoch mit einem gewissen Rauschen gerechnet werden muss, sodass für die weitere Abschätzung vom Zehnfachen dieses Wertes ausgegangen wird. Umstellen von Glg. 4.26 nach Δt und die Berücksichtigung der gerade genannten Annahme liefert:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{10 \cdot \delta s}{a_{rms}}} \quad (4.28)$$

Wird der oben genannte Bereich der Beschleunigung $a_{rms} \approx 40 \dots 4000 \mu\text{m/s}^2$ eingesetzt, folgt für die optimale Abtastzeit $\Delta t = 0,3 \dots 3 \text{ ms}$.

Alle oben abgeleiteten Anforderungen an den GLPS sind zur Übersicht in Tab. 4.6 zusammengefasst.

Tabelle 4.6: Anforderungen an den Messaufbau für die Gleichlaufmessung.

Messgröße	(Mess)Bereich	Anmerkung
Normalkraft F_n	$\approx 1000 \text{ mN}$	
reversierender Verfahrbereich L	$\approx 1 \text{ mm}$	Verfahrbereich vergleichbar mit den Rollwiderstandsmessungen; die Wegauflösung δs sollte prinzipiell so klein wie möglich sein
Geschwindigkeit v	$0 \dots 2 \text{ mm/s}$	entsprechend den Messungen mit dem Rollwiderstandstribometer; möglichst ruckarme und gleichförmige Bewegung
Abtast- / Rege- lungsintervall Δt	$0,3 \dots 3 \text{ ms}$	möglichst äquidistante Abtastung der Messwerte und Regelung der Achse mit einem Intervall von ca. 1 ms
Wegauflösung δs	$\approx 0,04 \text{ nm}$	Annahme bezogen auf die Auflösung von optischen Interferometern (s.o.)
Führungs- widerstand	$\leq F_r$	Führungswiderstand sollte so gering wie möglich sein; möglichst konstant über die gesamte Strecke

4.2 Beschreibung der Versuchsaufbauten

Im Kapitel 3 „Ziele und Ansatz“ wurden Untersuchungsschwerpunkte formuliert, die im Abschn. 4.1 mit Anforderungen an entsprechende Versuchsanordnungen untersetzt wurden. Im folgenden Abschnitt soll ein Überblick über die entwickelten Anordnungen und deren Funktionsweisen gegeben werden. Konkret handelt es sich dabei um das Rollwiderstandstribometer, das Gleitreibungs- oder Mikrotribometer, den Prüfstand zur Messung der Indentationshysterese und den Prüfstand zur Gleichlaufmessung.

4.2.1 Rollwiderstandstribometer

Ein Tribometer im Allgemeinen ist ein Gerät zur Messung des Bewegungswiderstands zwischen zwei in Kontakt befindlichen Körpern. Typischerweise sind Tribometer so gestaltet, dass die Messrichtung des Widerstands in der Tangentialebene des Kontakts liegt, weshalb der Widerstand auch oft als Tangentialkraft bezeichnet wird. Dementsprechend benötigt ein Tribometer mindestens einen Kraftsensor zur Messung der Tangentialkraft sowie eine Möglichkeit den Kontakt mit einer Last / Normalkraft zu beaufschlagen. Weiterhin wird ein Antrieb benötigt, um die Kontaktpartner relativ zueinander zu bewegen. Im vorliegenden Fall soll der Bewegungswiderstand beim freien Rollen einer Kugel zwischen zwei Ebenen gemessen werden. Das Rollwiderstandstribometer RRT wurde als linear-reversierendes Tribometer konzipiert, um Bohrrreibung im Rollkontakt zu vermeiden, wie sie in einem rotierenden Versuchsaufbau (z.B. sogenannte Pin-On-Disk-Tribometer) auftreten könnte. Die Anforderungen an die Messanordnung wurden bereits im Abschn. 4.1.1 definiert. Das entwickelte technische Prinzip des RRT ist in Abb. 4.3 dargestellt; ergänzende Hinweise zur Messung des Rollwiderstands (im doppelten Kontakt) befinden sich in Kap. A.7.

Ein weiterer wesentlicher Aspekt, neben der Realisierung der Grundfunktionen eines Tribometers, bestand darin, einen relativ hohen Automatisierungsgrad der Messungen zu erzielen. Dies sollte

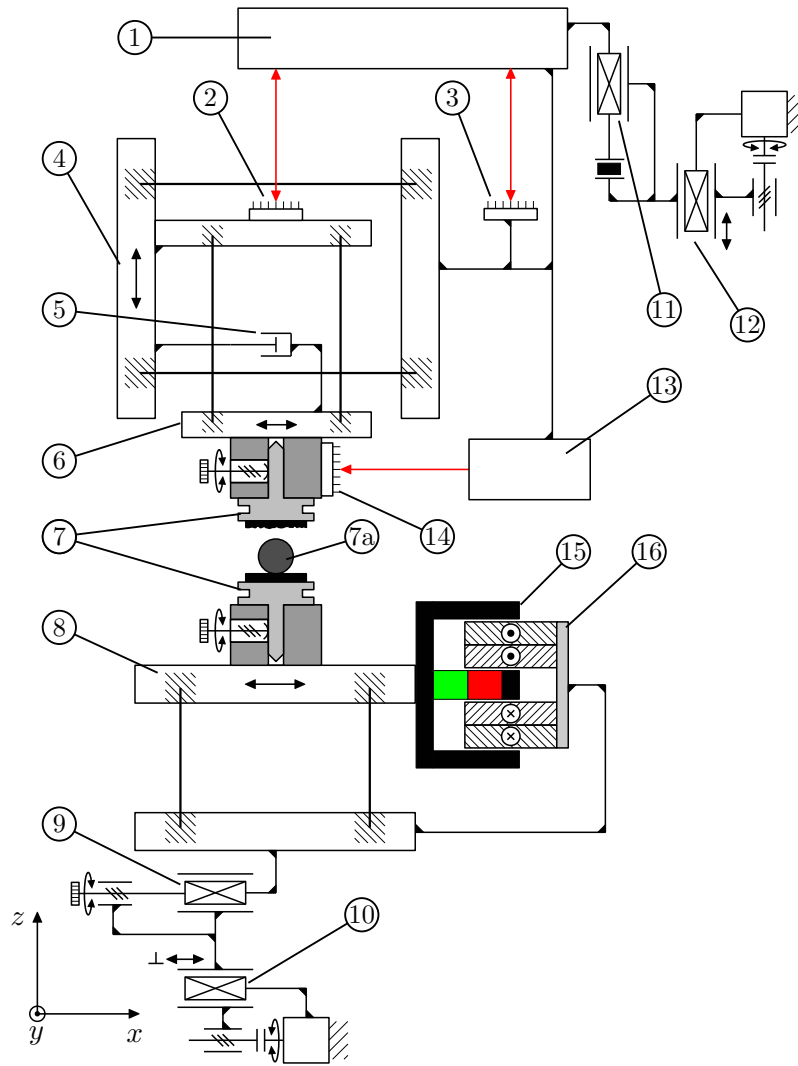


Abbildung 4.3: *Technisches Prinzip des Aufbaus zur Messung des Rollwiderstands. Hauptkomponenten: (1) Doppelstrahl-Interferometer, (2) Spiegel für die Normalkraftmessung, (3) Spiegel (Referenzebene), (4) Parallelfederführung zur Normalkraftmessung, (5) Flüssigkeitsdämpfer, (6) Parallelfederführung zur Rollwiderstandsmessung, (7) Halter mit ebenen Proben in Aufnahmen, (7a) Kugelprobe, (8) Parallelfederführung (X-Achse), (9) manuelle betätigte Führung zur Probenpositionierung, (10) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb (Y-Achse), (11) piezo-aktuierte Führung zur Normalkraftregelung, (12) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb (Z-Achse), (13) Laserinterferometer, (14) Spiegel für die Rollwiderstandsmessung, (15) Magnetkreis, (16) Tauchspule mit zwei separaten Wicklungen für Vorsteuerung und Regelung*

einerseits einen effizienten Probendurchsatz gewährleisten und andererseits den Einfluss des Bedieners so gering wie möglich halten, um zufällige Einflussgrößen weitestgehend zu unterdrücken. Neben den Sensoren zur Messung des (tangentialen) Bewegungswiderstands F_t (6) und der Last / Normalkraft F_n (4), wurden daher insgesamt drei motorisierte Achsen vorgesehen: eine Z-Achse (12), um die Proben in Kontakt zu bringen und die Last einzustellen; eine X-Achse (8) zur Erzeugung der reversierenden Relativbewegung der Proben (senkrecht zur Richtung der Lastein-

prägung und parallel zur Messrichtung von F_t); eine Y-Achse (10), welche sich senkrecht zur X- und Z-Achse bewegt und zur Neupositionierung der Proben zwischen Wiederholungsmessungen dient (Spurzustellung). Die Kraftsensoren (4) und (6) des RRT wurden als Parallelfederführungen (Festkörperführung) gestaltet. Diese deformieren sich unter einer Krafteinwirkung, bis sich ein Gleichgewicht mit deren Rückstellkraft eingestellt hat. Die Messung der Deformation / Auslenkung erfolgt mit optischen Interferometern (1) / (13) berührungslos (s. Abb. 4.3). Zusammen mit der (Feder)Steifigkeit, kann damit auf die wirkende Kraft geschlossen werden. Details zur Kalibrierung der Kraftsensoren (Federsteifigkeit) können in Abschn. A.1 nachgelesen werden. Eine weitere manuell betätigte Achse (9) wurde zur Feinpositionierung der Probenhalter (7) vorgesehen, um beide möglichst fluchtend zueinander auszurichten. Damit wird erreicht, dass die Normalkraft nahezu kollinear durch den Normalkraftsensor und die Kugel geleitet wird, welche sich zwischen den ebenen Proben befindet. Dadurch werden mögliche parasitäre Deformationen des Normalkraftsensors und damit ABBÉ-Fehler der Auslenkungsmessung minimiert.

Nachdem oben ein Überblick über das Gerät gegeben wurde, sollen an dieser Stelle detailliertere Ausführungen zu den Kernkomponenten X-Achse, Z-Achse und Kraftsensorik folgen.

X-Achse

Für die X-Achse des RRT wurden insgesamt zwei verschiedene Führungs- und Antriebsvarianten umgesetzt. In einem ersten Versuch wurden Kugelführungen mit Käfigzwangssteuerung (BS-GP1560, Fa. IKO) verwenden, auf denen eine Platte montiert war, die von zwei Tauchspulmotoren angetrieben wurde. Erste Messungen mit dieser Variante zeigten, dass der Rollwiderstand einzelner Kugeln prinzipiell messbar ist, jedoch das Kraftsignal mit deutlich sichtbaren Schwingungen überlagert war. Diese wurden u.a. auf den ungenügenden Gleichlauf der X-Achse zurückgeführt. Weiterhin zeigte sich infolge der relativ großen bewegten Masse ein Übersprechen von (tangentialen) Trägheitskräften auf den gemessenen Rollwiderstand. In einer zweiten Variante wurde daher auf die Kugelführungen verzichtet und stattdessen eine Geradföhrung auf Basis von Festkörpergelenken vorgesehen. Als Material für die Verformungskörper wurde der hochfeste Stahl NAK55[®] benutzt. Eine Darstellung des Verlaufs der Vergleichsspannung bei 5 mm Auslenkung befindet sich in Abb. 4.4 und eine CAD-Darstellung der wesentlichen Bauteile der Federführung in Abb. 4.5. Weiterhin wurde in dieser Variante die bewegte Masse von ursprünglich ca. 1,6 kg auf ca. 0,5 kg reduziert und damit auch die Trägheitskräfte während der Beschleunigungsphasen. Außerdem wurde nur noch ein Magnetkreis mitbewegt und die geföhrte Platte, auf der sich die Probenhalterung befindet, deutlich verkleinert.

Der Tauchspulmotor der X-Achse wurde ebenfalls verändert, um die Rückstellkraft der Federführung ($276,8 \pm 0,2 \text{ N/m}$) zu kompensieren. Dazu wurde ein Wickelkörper hergestellt und mit zwei separaten Wicklungen / Spulen bewickelt, die von jeweils einer Motorendstufe unabhängig bestromt werden konnten. Eine der Spulen wurde positionsabhängig mit Strom versorgt (vorgesteuert), sodass die Rückstellkraft ausgeglichen wurde. Die Führung konnte dadurch de facto widerstandslos verschoben werden. Die zweite Wicklung diente der Positionsregelung, welche mit einer digitalen Echtzeitsteuerung erfolgte. Als limitierender Faktor bei der Diskretisierung des

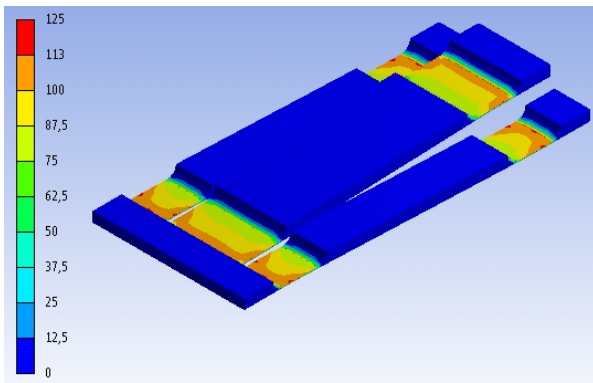


Abbildung 4.4: *Spannungsverteilung (van-Mises-Vergleichsspannung) der Feder bei einer Antriebsauslenkung von 5 mm. Der Maximalwert von ≈ 145 MPa wurde auf ca. 15% der Dehngrenze des Materials ausgelegt, um Dauerfestigkeit sicherzustellen.*

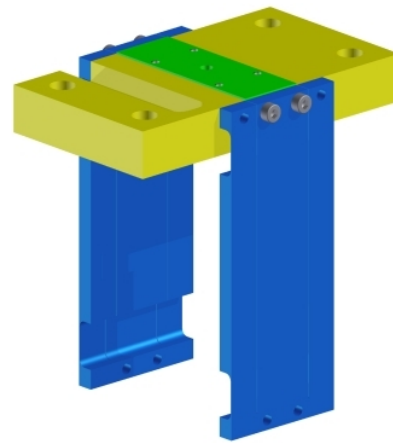


Abbildung 4.5: *3D CAD-Darstellung der Führung. Die zwei Platten mit den erodierten Federstrukturen sind gegenüberliegend am Gestell und am Abtrieb befestigt und sorgen für eine Geradföhrung der Proben.*

Reglerausgangs treten die 16-Bit Digital-Analog-Wandler (DAC) auf, welche die stromgeregelten Endstufen analog kommandieren. Zur optimalen Ausnutzung der DAC-Auflösung, wurden die Shunt-Widerstände beider Endstufen entsprechend des Strombedarfs der jeweiligen Wicklung angepasst. Ein Foto der X-Achse ist in Abb. 4.6 gezeigt.

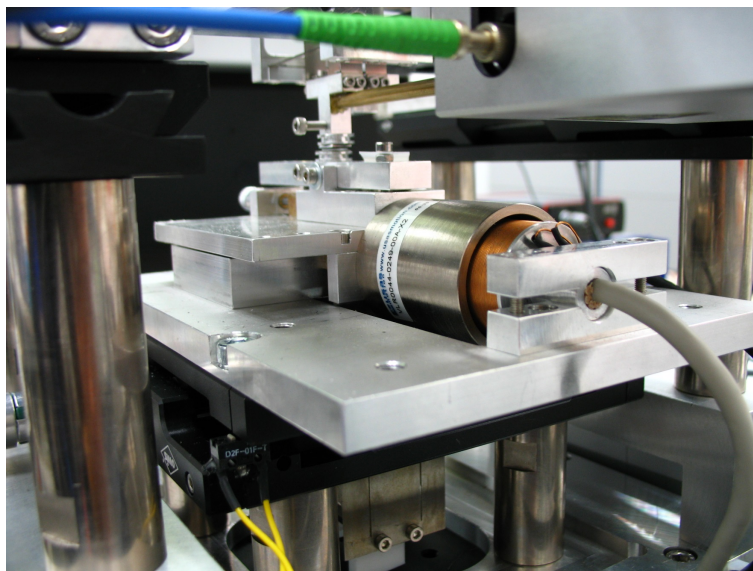


Abbildung 4.6: *Rückseitenansicht des RRT-Antriebs mit originalem Magnetkreis des Tauchspulenmotors und dem eigens gefertigten Wickelkörper mit zwei separaten Wicklungen.*

Zusätzlich zu den Änderungen am Antrieb, wurde in der zweiten Variante ein Mechanismus zur feinfühlig Probenkipfung vorgesehen, um die Kugeln auf der unteren (Referenz)Probe mit einer möglichst kleinen Abweichung zum Horizont gezielt in ein V-förmige Aussparung eines Halters hineinrollen zu lassen. Dies diente dazu, die Kugeln in allen Messreihen möglichst an der selben Position auf der glatten Referenzprobe zu bewegen und somit systematische Fehler, z.B. durch ortsabhängige Unterschiede der Rauheit, möglichst gering zu halten. Der Mechanismus besteht aus einer Wippe, deren Neigung durch einen Gewindestift mit angesetzter Kugel grob eingestellt werden konnte und einer Schraubendruckfeder, die auf der gegenüberliegenden Seite der Drehachse angebracht ist, um eine spielfreie Einstellung zu ermöglichen. Die Feineinstellung erfolge mit einem verschiebbaren Keil, auf dem sich die Kugel des Gewindestifts abstützen konnte. Der Keil befand sich dementsprechend unterhalb der Wippe und konnte durch eine Mikrometerschraube feinfühlig verschoben werden. Er wurde ebenfalls zur spielfreien Verschiebung mit einer Schraubendruckfeder vorgespannt. Abbildung 4.7 zeigt ein Foto dieser Anordnung.

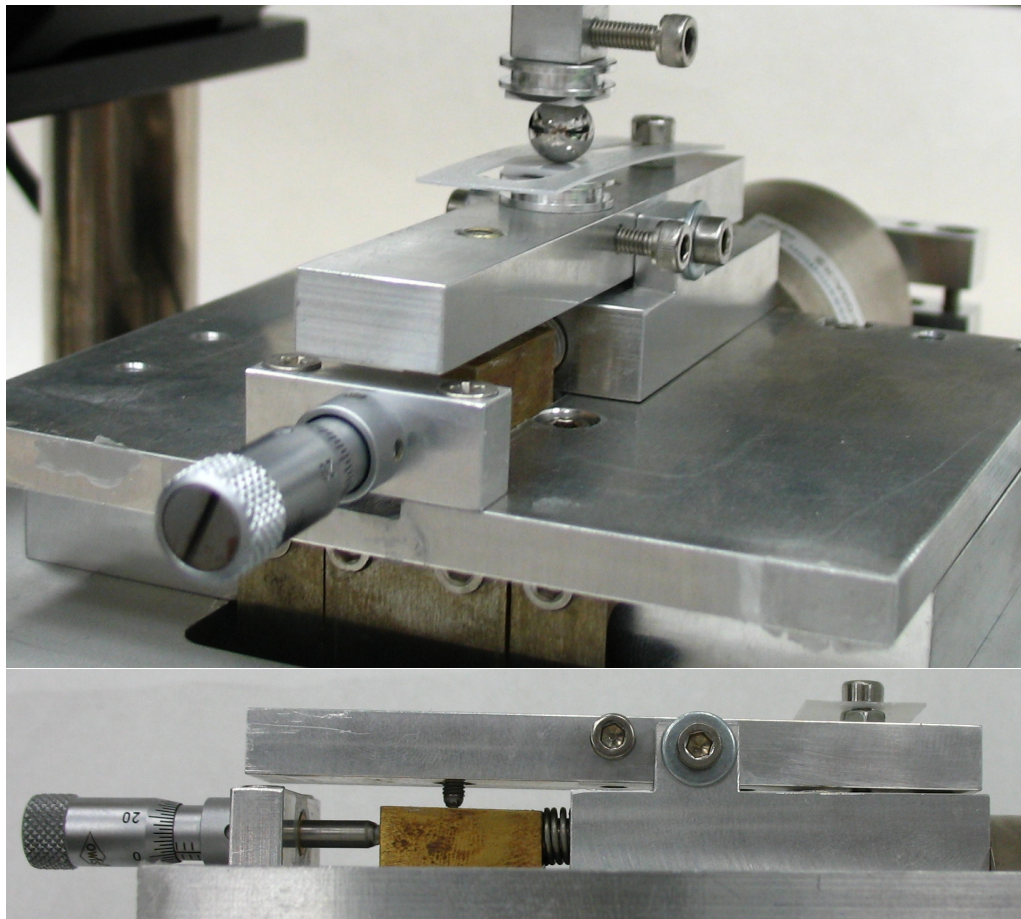


Abbildung 4.7: Mechanismus zur Einstellung der Probenkipfung und Kugelhälter aus Kunststoff mit V-förmiger Aussparung.

Kraftaufnehmer

Der Kraftaufnehmer wurde ebenfalls in mehreren Varianten realisiert. Bei der finalen Variante handelt es sich um eine Geradführung, die aus strukturierten Blechen bestand. Um Schwingungen im Kraftsignal durch die Bewegung des Antriebs zu reduzieren, wurde ein Dämpfer eingebaut, der ein Öl zwischen zwei Platten schert. Der Grad der Dämpfung konnte durch Variation des

Plattenabstands eingestellt werden. Der hauptsächliche Grund zur Überarbeitung des Tangentialkraftaufnehmers war jedoch die gegenseitige Beeinflussung von Normal- und Tangentialkraft, infolge der Bauweise als einfache Parallelfederführung. Durch die Wirkung der Normalkraft, werden bei dieser Bauweise (schematische Darstellung s. Abb. 4.8) die Blattfedern zur Tangentialkraftmessung auf Zug belastet, was zwei Nachteile birgt. Zum einen führt die effektive Verkürzung der Blattfedern infolge der tangentialen Auslenkung zu einer (geringfügigen) Vergrößerung der Normalkraft, weil das am Normalkraftaufnehmer befestigte Gestell des Tangentialkraftaufnehmers nach oben, weg vom Tribokontakt, ausweichen muss, da dessen beweglicher Teil mit der Probenhalterung eine konstante Länge hat. Zum anderen tritt umgekehrt das Problem auf, dass der Tangentialkraftaufnehmer infolge der wirkenden Normalkraft dazu tendiert, weniger stark ausgelenkt zu werden, als es durch das Produkt von Widerstandskoeffizient und Normalkraft zu erwarten wäre. Die Ursache ist wiederum die tangentialen Verschiebung des Krafteinleitungspunkts relativ zu den Gestellpunkten der Blattfedern, wodurch eine projizierte Komponente der Normalkraft entsteht, die der Tangentialkraft entgegenwirkt. Aus diesen Gründen wurde, wie oben bereits erwähnt, eine überarbeitete Version des Tangentialkraftaufnehmers als Geradföhrung hergestellt. Eine entsprechende CAD-Darstellung befindet sich in Abb. 4.9. In Tab. 4.7 sind die kalibrierten Werte der Steifigkeit des Kraftaufnehmers zusammengestellt.

Tabelle 4.7: Kalibrierte Werte der Federsteifigkeit für die Normal- und Tangentialkraftmessung im RRT.

Normalkraft	$k_n = (813,232 \pm 0,749) \text{ N/m}$
Tangentialkraft	$k_t = (28,083 \pm 0,126) \text{ N/m}$

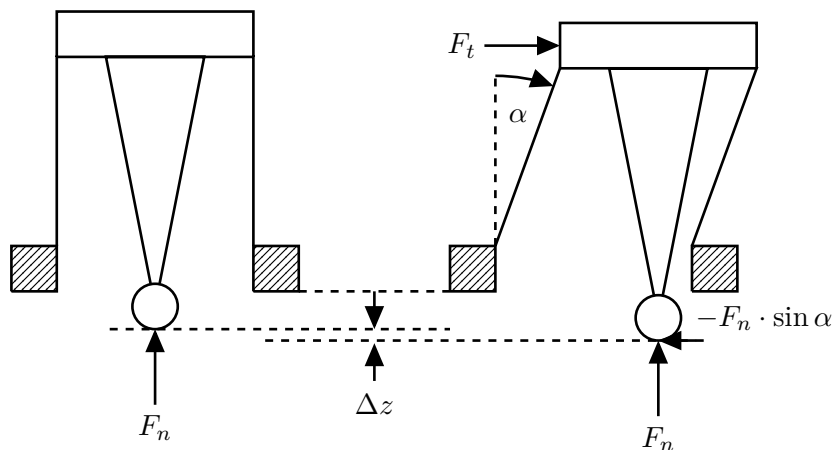


Abbildung 4.8: Übersprechen und Gegenkopplung von Normal- und Tangentialkraft. Die tangentiale Auslenkung drückt die obere Probe nach unten. Da die untere Probe nicht ausweichen kann, hebt sich dadurch der Normalkraftaufnehmer um Δz . Die Normalkraft wiederum erzeugt, infolge der tangentialen Auslenkung, eine Kraftkomponente, die der Tangentialkraft entgegenwirkt.

Z-Achse

Die Z-Achse des RRT wurde ebenfalls in mehreren Varianten umgesetzt. In der ursprünglichen Variante wurden Tauchspulmotoren verwendet, um die Last einzuprägen und diese, in einem

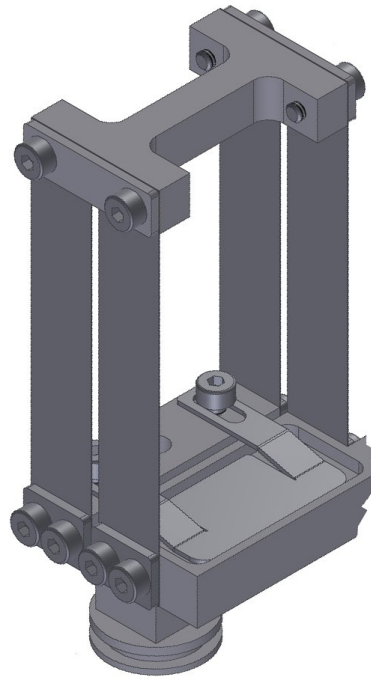


Abbildung 4.9: CAD-Darstellung des als Geradführung gestalteten Tangentialkraftaufnehmers mit integriertem Flüssigkeitsdämpfer.

geschlossenen Regelkreis, während der Messungen konstant zu halten. Die Motoren wurden durch eine pneumatische Gewichtskraftkompensation auf Basis von selbstgefertigten Rollbalgen entlastet, wodurch der Strombedarf deutlich gesenkt und eine Erwärmung der Motoren verhindert wurde. Dieses System erwies sich als sehr gut, solange der Luftdruck im pneumatischen System seinen eingestellten Wert hatte. Mit dem vorhandenen mechanischen Druckregler war dies jedoch über einen längeren Zeitraum nicht möglich, wodurch die Funktion der Z-Achse gestört wurde. Daher wurden die Antriebe und diese Art der Gewichtskraftkompensation ersetzt. Als Grobantrieb wurde eine Schrittmotor-betriebene Linearachse eingebaut, mit der die Antastung der Proben und Einstellung der Normalkraft erfolgt. Zusätzlich wurde ein Stapelpiezoaktor eingebaut, der die zuvor vorhanden Tauchspulantriebe zur Kraftregelung ersetzte. Im Hinblick auf die automatisierten Messabläufe ergab sich dadurch keine Änderung.

Aufstellungsbedingungen

Das RRT wurde in seiner finalen Version in einem klimatisierten Labor aufgestellt, in dem Temperatur und Luftfeuchte geregelt wurden. Zusätzlich wurde das RRT mit einer Haube aus Styrodur® versehen, sodass die vorbeiströmende Luft der Klimaanlage die Kraftsensoren nicht durch direkte Einwirkung stören konnte. Temperaturvariationen in Gestellteilen, Änderungen des Elastizitätsmoduls der Festkörperführungen und Kraftsensoren sowie Auswirkungen auf die interferometrischen Auslenkungsmessung wurden dadurch verringert. Darüber hinaus verfügte das Labor über ein vom Gebäude entkoppeltes, schwingungsgedämpftes Fundament, auf dem sich ein Granittisch befand. Die Gesamtmasse des Messaufbaus wurde damit auf ca. 6t vergrößert, wodurch das Übersprechen von Trägheitskräften durch die Beschleunigung der X-Achse de facto nicht mehr nachweisbar war. Gleichzeitig ist die Steifigkeit der Dämpfer des Fundaments deutlich

größer, als die des ursprünglich benutzten schwingungsgedämpften Tisches. Dadurch wurde die Mitkopplung der Position der X-Achse auf den Kraftsensor ebenfalls reduziert; ein Effekt, der durch die Gewichtsverlagerung des Antriebs bezüglich der Abstützpunkte (Feder-Masse-Dämpfer) des Tisches entstand.

Ein Foto des RRT in seinem endgültigen Entwicklungsstand befindet sich in Abb. 4.10.

4.2.2 Mikrotribometer

In diesem Abschnitt wird das Gleitreibungs- bzw. Mikrotribometer MT vorgestellt. Wie schon im RRT, müssen auch hier wieder Proben mit einer bestimmten Last in Kontakt gebracht, relativ zueinander bewegt und der Widerstand gemessen werden. Die Anforderungen an das MT wurden in Abschn. 4.1.2 definiert.

Das MT wurde ebenfalls als linear reversierendes Tribometer konzipiert und enthält de facto die selben Kernkomponenten wie das RRT: Kraftmesskopf, der an der Z-Achse befestigt ist, Y-Achse zur Spurzustellung, X-Achse zur Bewegung der Proben. Dadurch konnte fast ohne Softwareanpassungen die gleiche Funktionalität und der gleiche Grad an Automatisierung, wie für das RRT erreicht werden. Die in der Forschungsgruppe vorhandenen Mikrotribometer, konnten vor allem wegen des letzten Punkts nicht eingesetzt werden, da der Probendurchsatz in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht gewährleistet war. Ein weiterer Grund für die Neuentwicklung war die zu geringe Kraftauflösung der vorhandenen Geräte. Das technische Prinzip des entwickelten MT ist in Abb. 4.11 dargestellt.

Die X-Achse (Messachse) ist eine piezo-aktuierte Parallelfederführung mit Hebelübersetzung. Der geregelte Stellbereich beträgt 1 mm. Ein Foto der X-Achse ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die Y-Achse wird wie im RRT ebenfalls durch einen Schrittmotor angetrieben. Diese Achse dient der Probenverschiebung während der Messungen (Spurzustellung), als auch der Positionierung zum einfachen Probenwechsel. Die Z-Achse des MT besteht aus einem Grobtrieb zur Antastung der Proben, der über einen Schrittmotor angetrieben wird, und einem piezo-aktuierten Feintrieb zur Normalkraftregelung. Letzterer besteht aus einem monolithischen Blattfedergelenk, dass durch einen Stapelpiezoaktor bewegt wird. Die Hebelverhältnisse sind so gewählt, dass Unebenheiten bzw. Schiefstellungen der Proben in einem Bereich von ca. $\pm 0,5$ mm kompensiert werden konnten. Der Kraftmesskopf mit beiden FOS, der planaren Federstruktur und dem Feintrieb mit Piezo ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die Auslenkung der Federstruktur wurde mit den FOS gemessen und daraus die Normal- bzw. Tangentialkraft bestimmt. Details zur Auswertung der FOS können im Abschn. A.5 des Anhangs nachgelesen werden. In Anlehnung an den sogenannten *Surface Force Apparatus* SFA (1976) von ISRAELACHVILI und ADAMS [104] bzw. in einer Weiterentwicklung von PARKER [105], wurden planare Parallelfederstrukturen entworfen. Diese sind u.a. durch ihre kleinen Abmessungen für mikrotribologische Reibungsmessungen gut geeignet und wurden bereits erfolgreich in Mikrotribometern eingesetzt [106–108]. Berechnungsverfahren zur Auslegung sind

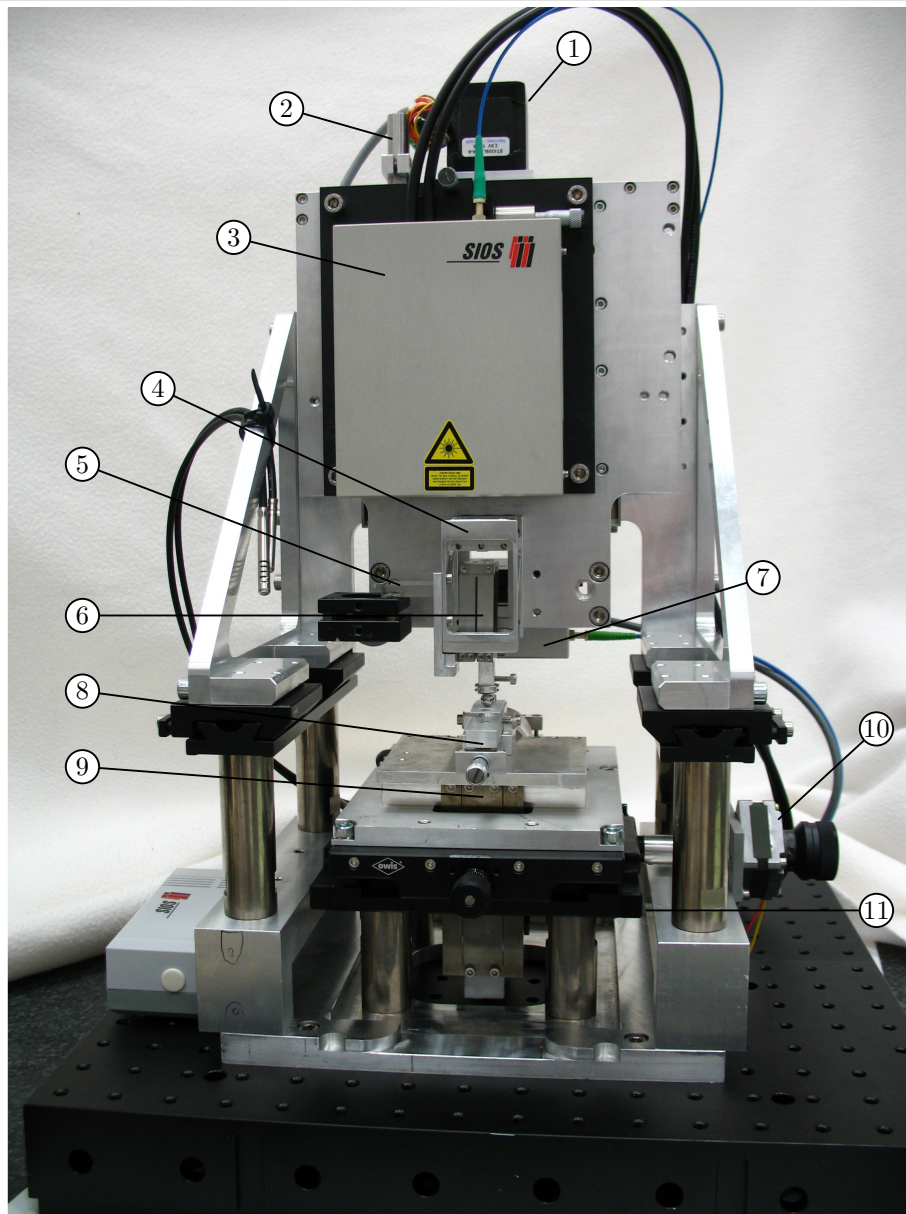


Abbildung 4.10: Foto des RRT nach allen Änderungsmaßnahmen im endgültigen Entwicklungsstand mit: (1) Schrittmotor (Fa. Nanotec Electronic) für den Grobtrieb der Z-Achse, (2) Stapelpiezo (Fa. Piezosystem Jena) als Feintrieb der Z-Achse zur Normalkraftregelung, (3) Doppelstrahl-Interferometer zur Normalkraftmessung (Fa. SIOS Messtechnik), (4) Normalkraftaufnehmer als Parallelfederführung, (5) Spiegel für zweiten Strahl zur differentiellen Normalkraftmessung auf Transjustierung (Fa. OWIS), (6) Tangentialkraftaufnehmer als Geradföhrung, (7) Interferometer (Fa. SIOS Messtechnik), (8) Mechanismus zur Probennivellierung, (9) Geradföhrung der X-Achse mit Festkörpergelenken, (10) Schrittmotor (Fa. EC Motion) zur Spurzustellung und (11) Kreutztisch (Fa. OWIS) zur Justage der oberen und unteren Probe sowie zur Spurzustellung.

z.B. in [109] beschrieben. Nach der so erfolgten ersten Grobauslegung, wurden die Federn iterativ unter Verwendung von FEM-Analysen an den geforderten Kraftmessbereich angepasst. Abbildung 4.14 enthält ein Foto einer Feder, wie sie für die Gleitreibungsmessungen mit dem MT benutzt

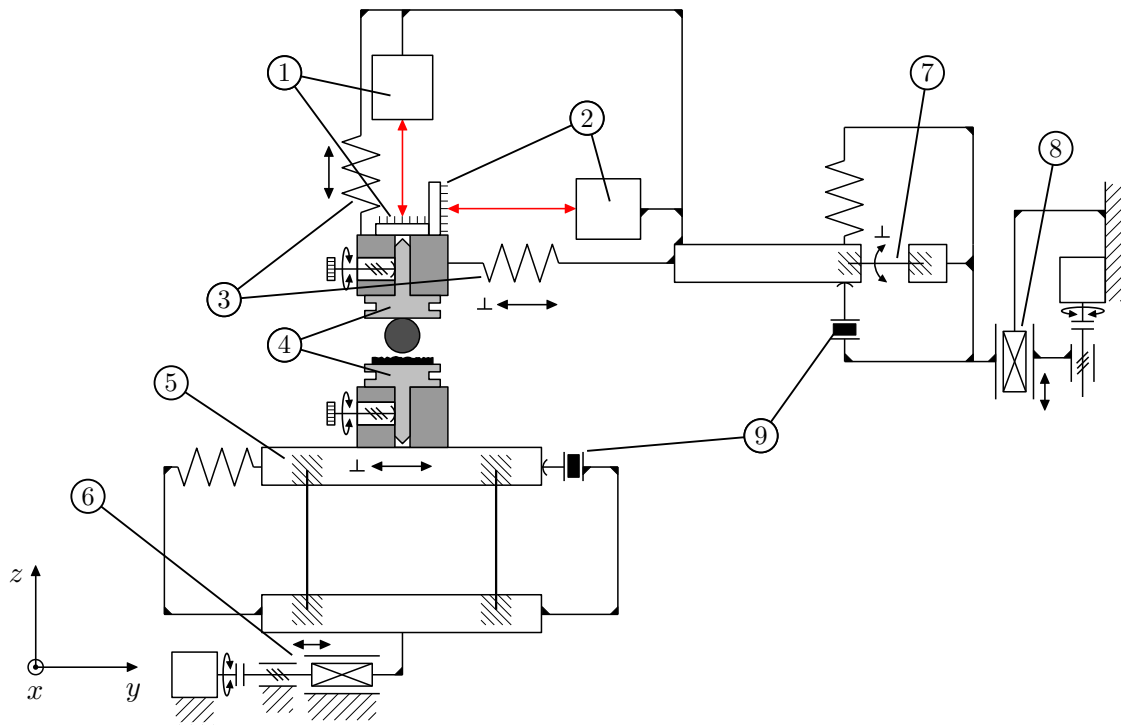


Abbildung 4.11: Technisches Prinzip des MT. Hauptkomponenten: Spiegel und Faser-Optischer Sensor (Fa. TETRA) zur Messung der (1) Normalkraft bzw. (2) Tangentialkraft, (3) Federeslement zur Kraftmessung in Normal- / Tangentialrichtung, (4) Probenhalter, (5) vorgespannte Parallelfederführung (X-Achse, Messbewegung), (6) Lineartisch (Fa. OWIS) mit Schrittmotorantrieb (Y-Achse, Spurzustellung), (7) vorgespanntes Blattfedergelenk zur Normalkraftregelung (Z-Achse, Feintrieb), (8) Lineartisch (Fa. OWIS) mit Schrittmotorantrieb (Z-Achse, Grobtrieb), (9) vorgespannte Stapelpiezoaktoren (Fa. Piezosystem Jena).

wurde. Die Federstrukturen wurden per Laserfeinschneiden aus federharten Edelstahl (1.4310) hergestellt. Die Kalibration der Kraftsensoren wurde mit dem in Abschn. A.1 „Kalibrierung von Kraftsensoren“ beschriebenen Verfahren durchgeführt. Tabelle 4.8 enthält die kalibrierten Werte der Federsteifigkeit des Kraftaufnehmers. Außerdem sind entsprechende Konfidenzintervalle angegeben. Weiterführende Details zur Messunsicherheit des MT befinden sich im Abschn. A.6.

Tabelle 4.8: Kalibrierte Werte der Federsteifigkeit für die Normal- und Tangentialkraftmessung im MT.

Normalkraft	$k_n = (64,494 \pm 0,157) \text{ N/m}$
Tangentialkraft	$k_t = (42,812 \pm 0,148) \text{ N/m}$

Abbildung 4.15 zeigt ein Foto des MT mit dem nebenstehenden Elektronikgehäuse. Die Logik / Steuerung des MT wurde wie schon beim RRT auf einem Windows®-

PC in der Automationssoftware (Soft-PLC) TwinCAT® NC PTP der Fa. Beckhoff implementiert.

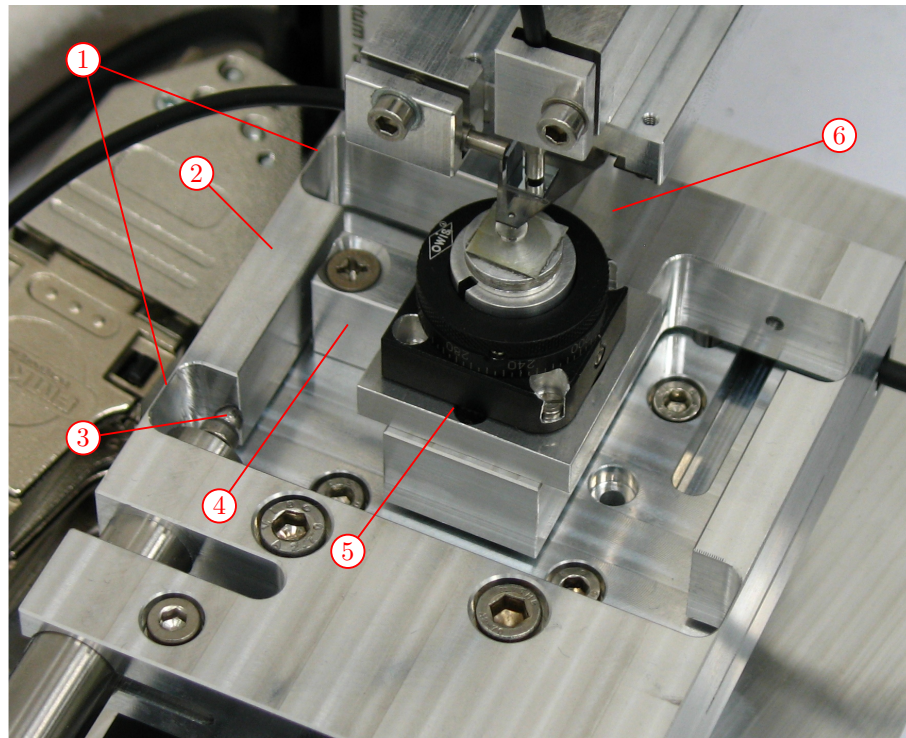


Abbildung 4.12: Foto der MT-X-Achse mit: (1) Gelenkstellen der Festkörperführung, (2) Versteifungsbereich der Festkörpergelenkführung, (3) Stappiezoeaktor (Fa. Piezosystem Jena) mit Kugeldruckstück, (4) Gehäuse der Schraubendruckfeder zur Vorspannung der Führung, (5) optional montierbare drehbare Fassung (Fa. OWIS) zur Probenaufnahme und (6) ungefähre Position des Linearencoders (Fa. NUMERIK JENA) unterhalb der Federführung.

4.2.3 Prüfstand zur Messung der Indentationshysterese

Im Folgenden wird der Indentationshystereseprüfstand IHPS vorgestellt. Details zu dessen Anforderungen wurden in Abschn. 4.1.3 definiert. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Tribometern, wird zwischen Kugel und Ebene nur eine Normalkraft appliziert, aber keine laterale Messbewegung erzeugt. Infolge der Krafteinleitung wird die Kugel abgeplattet und sinkt gleichzeitig in die Ebene ein. Die dazu notwendige Kraft und der zurückgelegte Weg werden gleichzeitig gemessen, sodass Energieverluste bzw. die Hysteresearbeit während des Vorgangs durch Bildung eines Umlaufintegrals berechnet werden können (Details s. Abschn. A.2 „Berechnung zyklischer Verlustarbeit“).

Das technische Prinzip des IHPS ist in Abb. 4.16 dargestellt. Der IHPS besteht aus drei wesentlichen Funktionsblöcken: eine Mechanik zur manuellen Probenannäherung (7)/(9), ein elektromagnetischer Antrieb mit Parallelfederführung zur Krafterzeugung und -messung (4)/(5) sowie eine motorisierte Achse (Y-Achse) zum automatisierten Anfahren mehrere Messstellen (6). Das Doppelstrahlinterferometer SP2000 (Fa. SIOS Messtechnik) wurde dabei so eingebaut, dass beide

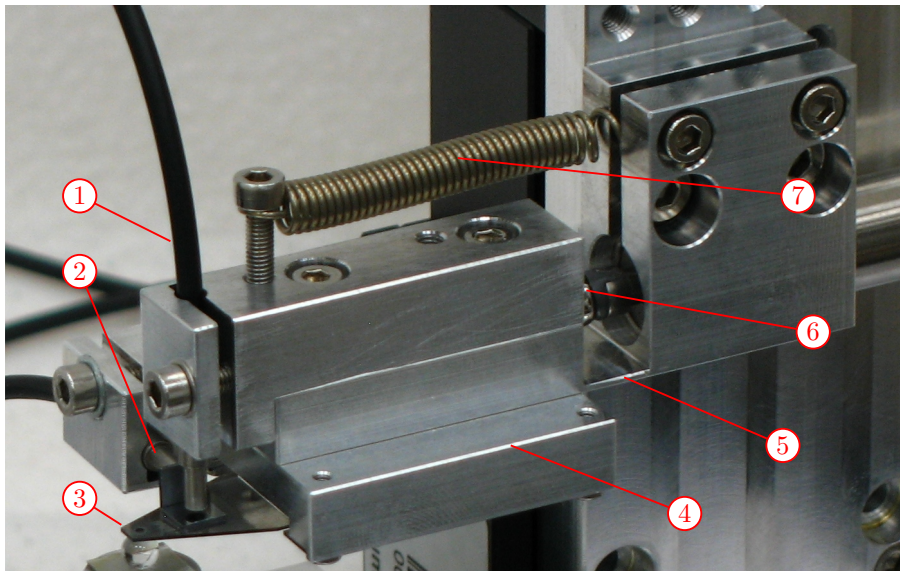


Abbildung 4.13: Foto des MT-Kraftmesskopfs mit Z-Feintrieb. Komponenten: (1) FOS zur Normalkraftmessung im Halter, (2) FOS zur Tangentialkraftmessung im Halter, (3) planare Federstruktur mit rechtwinklig zueinanderstehenden Spiegeln und angeklebter Probe, (4) Halter der Federstruktur, (5) ungefähre Lage des Gelenkpunkts der Blattfeder, (6) Stapelpiezoaktor mit Kugeldruckstück und (7) Feder zur Vorspannung des Gelenks gegen den Piezoaktor.

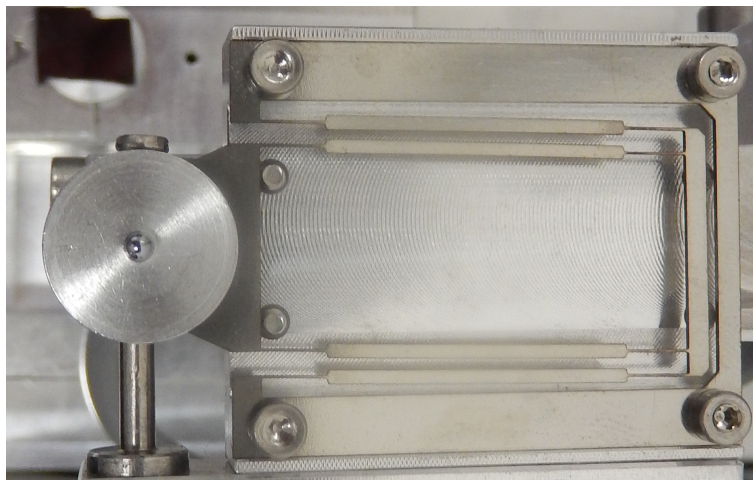


Abbildung 4.14: Beispiel eines Kraftaufnehmers im MT zur Messung der Normal- und Tangentialkraft.

Strahlen in einer horizontalen Ebene verlaufen, wobei ein Strahl fluchtend zur Kugel ausgerichtet wurde und gegen den am Antrieb befestigten Spiegel (3) misst. Der zweite Strahl wurde auf einen Spiegel (2) gerichtet, der am linken Probenhalter (8) für die Kugeln befestigt war. Dadurch konnte die Eindringung beider Proben aus der Differenz der zwei Messstrahlen weitestgehend *ABBÉ*-fehlerfrei ermittelt werden. Um weitere Störeinflüsse, z.B. durch mitbewegte Kabel, auszuschließen, wurde die Spule des Antriebs gestellfest angebracht und der Magnetkreis an der Parallelfederführung befestigt. Die horizontal wirkende Kraft im Kontakt musste dadurch nicht

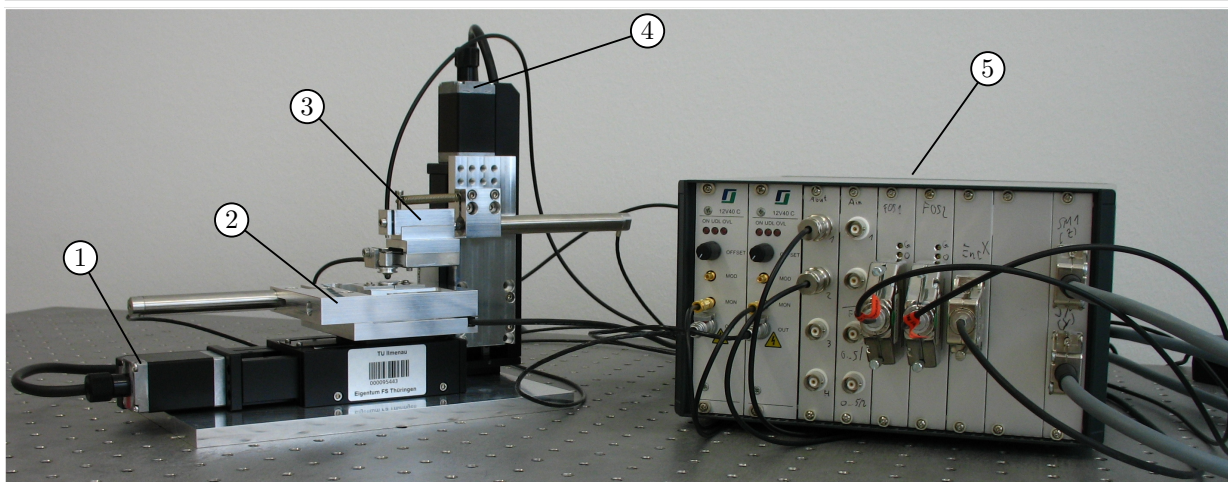


Abbildung 4.15: Foto des MT mit Elektronikgehäuse der Steuerung. Hauptkomponenten: (1) horizontale Y-Achse (Fa. OWIS) zur Probenpositionierung / Spurzustellung, (2) X-Achse mit Parallelfederführung, Piezo (Fa. Piezosystem Jena) und Probenhalterung, (3) Kraftmesskopf mit FOS (Fa. TETRA), Kraftaufnehmer und eingebauter Probe sowie Feintrieb mit Piezo (Fa. Piezosystem Jena) zur Normalkraftregelung, (4) vertikale Z-Achse (Fa. OWIS) zur Antastung der Proben und (5) Steuerung mit allen notwendigen elektrischen und elektronischen Komponenten (v.l.n.r.): zwei Hochspannungsverstärker (Fa. Piezosystem Jena) für die Piezos, Anschlussblöcke für die analogen Aus- und Eingänge, zwei FOS-Verstärker (Fa. TETRA), Eingang für den Interpolator des Linearencoders (Fa. NUMERIK JENA) der X-Achse sowie zwei Anschlüsse für die zwei Schrittmotorachsen. Die internen Steuerungskomponenten sind EtherCAT[®]-Bus-Klemmen der Fa. Beckhoff.

durch die Führung der Y-Achse geleitet werden, sodass deren Steifigkeit für die Messung de facto nicht relevant ist. Einzig die Federsteifigkeit der Parallelfederführung und der Anfangsabstand der Proben führen zu einer Querkraft auf die Führung, die jedoch durch entsprechende Messvorbereitungen nahezu immer gleich und während der eigentlichen Krafterhöhung im Experiment konstant war.

Die Erzeugung und Messung der Kraft erfolgte wie erwähnt durch einen elektromagnetischen Antrieb, der durch eine Parallelfederführung geführt wurde. Im Verlauf der Messung wird die ebene Probe zur Kugel hin bewegt. Dazu muss der Antrieb die Rückstellkraft der Federführung überwinden. Solange die Proben noch nicht im Kontakt sind, ist die Differenz aus Antriebskraft und Federkraft gleich Null. Erst ab dem Moment, wenn sich die Proben berühren, ist die Kraftdifferenz ungleich Null und entspricht der aufgebrauchten Normalkraft.

Die Messung der Normalkraft im IHPS erfolgte, wie oben dargelegt, indirekt als Differenz aus Antriebskraft und Rückstellkraft. Diesbezüglich sei noch auf Messunsicherheitsanalyse in Kap. A.4 des Anhangs verwiesen, in der weiterführende Details dargestellt sind. An dieser Stelle soll jedoch mit der Darstellung des Prinzips der Kraftmessung an sich fortgefahren werden. Die Rückstellkraft der Führung ergibt sich aus der Federsteifigkeit und der interferometrisch gemessenen Verschiebung

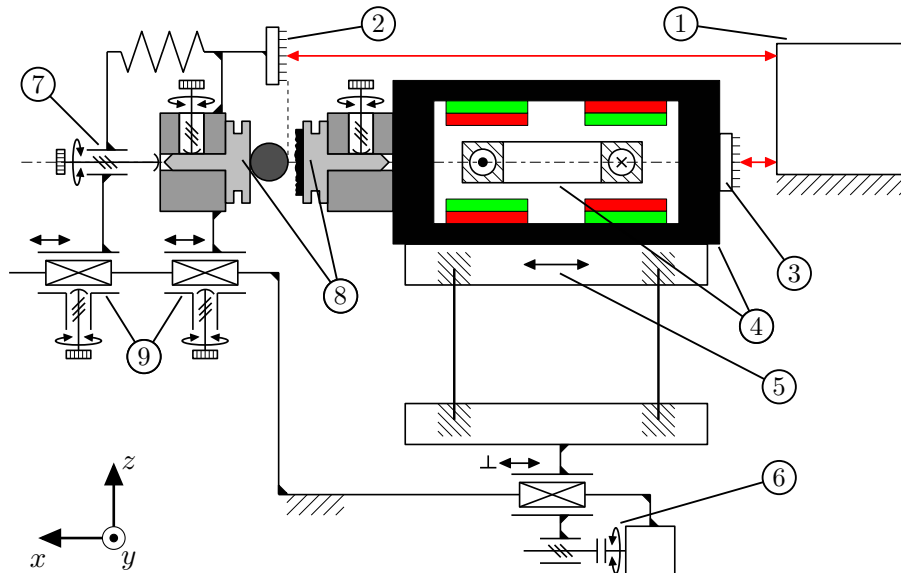


Abbildung 4.16: Darstellung zum technischen Prinzip des IHPS. Komponenten: (1) Doppelstrahl-Interferometer, (2) Spiegel (Referenzebene), (3) Spiegel (Messstrecke), (4) elektromagnetischer Antrieb (gestellfeste Flachspule und bewegter Magnetkreis), (5) Parallelfederführung, (6) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb, (7) Mikrometer zur manuellen Probenannäherung, (8) Probenhalter in Aufnahmen, (9) arretierbare Führungen zur manuellen Probenannäherung

des Antriebs, wobei auch hier wieder die Steifigkeit nach dem selben Verfahren wie für die Tangentialkraftaufnehmer der Tribometer (Details s. A.1 „Kalibrierung von Kraftsensoren“) bestimmt wurde. Das Ergebnis dieser Kalibrierung ist in Tab. 4.9 aufgeführt.

Tabelle 4.9: Kalibrierte Steifigkeit der Federführung im IHPS.

Steifigkeit	$k = (252,999 \pm 0,417) \text{ N/m}$
-------------	---------------------------------------

Der Antrieb (Motor) wurde speziell für die Messaufgabe ausgelegt / entwickelt und ist ein eisenloser elektromagnetischer 1-Phasen-Direktantrieb, dessen Kraft dem Produkt aus seiner Kraftkonstante und fließenden Strom entspricht. Die Kraftkonstante ergibt sich aus Parametern der Spule sowie aus der Flussdichte in den Luftspalten. Letztere konnte mit der Simulationssoftware COMSOL® Multiphysics berechnet und der Magnetkreis sukzessiv optimiert werden. Eine Vektordarstellung der Flussdichte im Magnetkreis ist in Abb. 4.17 dargestellt. Die Spule ist so gebaut, dass der Strom gleichzeitig durch den linken und rechten Luftspalt des Magnetkreises fließt, wobei der Strom I wie auch die Flussdichte \vec{B} in beiden Spalten die jeweils umgekehrte Richtung hat. Die erzeugte Lorentzkraft $\vec{F}_L = I \cdot (\vec{l} \times \vec{B})$ in beiden Luftspalten wirkt dementsprechend in die selbe Richtung.

Der Spulenstrom wurde als Spannungsabfall über dem Widerstand der Spule mit einem 16-Bit-Analog-Digital-Wandler (ADC) der Steuerung gemessen und auf den Anzeigewert eines Multimeters kalibriert. Dieser Schritt war nicht zwingend notwendig, wurde aber trotzdem durchgeführt, um

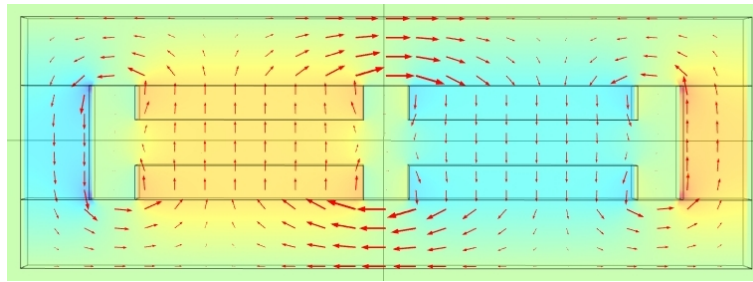


Abbildung 4.17: Vektordarstellung der Flussdichte im Eisenkreis des IHPS. Die Flussrichtung der Feldlinien ist im linken Teil des Luftspalts umgekehrt zur Richtung im rechten Teil. Der im Kreis fließende Strom der Spule, die hier nicht dargestellt ist, erzeugt somit in beiden Teilen des Luftspalts eine Kraft in die selbe Richtung, die zur Stromstärke proportional ist.

die Antriebsauslegung besser überprüfen und die Kraftkonstante des Motors in physikalischen Einheiten bestimmen zu können. Die Kraftkonstante wurde darüber hinaus vor jeder Messung auf den Stromanzeigewert der Steuerung kalibriert. Dazu wurde unmittelbar vor dem Start jeder Messung, der Antrieb in entgegengesetzter Richtung bewegt (die Proben wurde voneinander entfernt) und die Rückstellkraft der Federführung in Abhängigkeit des Stroms gemessen; die Steifigkeit der Y-Achse (Probenzustellung) wurde somit in die Gesamtsteifigkeit hineinkalibriert. Anschließend wurde direkt in der Echtzeitsteuerung (TwinCAT® NC PTP, Fa. Beckhoff) eine Ausgleichsgerade an die Messdaten angepasst; deren Steigung entspricht der Kraftkonstante des Antriebs. Das beschriebene Verfahren wurde aus mehreren Gründen durchgeführt: a) konnte die Antriebskraft auf die Federrückstellkraft zurückgeführt / kalibriert werden, b) ist die Kraftkonstante keine perfekte Konstante und c) tragen Streufelder außerhalb der Luftspalte (s. Abb. 4.18) zusätzlich zur Antriebskraft bei. Vor allem letzteres ist die Ursache für eine Positionsabhängigkeit der Kraftkonstante in Y-Richtung. Um diesen zusätzlichen Anteil der Antriebskraft zu nutzen und gleichzeitig die Positionsabhängigkeit zu verringern, wurde die Spule deutlich breiter gestaltet, als der Magnetkreis an sich. Der Wert der Kraftkonstante blieb dadurch über den gesamten Positionierungsbereich der Y-Achse annähernd konstant bei $K_f \approx 1,07 \text{ N/A}$. Fotos der Parallelfederführung sowie des kompletten Aufbaus werden in den Abb. 4.19 und 4.20 gezeigt.

4.2.4 Prüfstand zur Messung des Gleichlaufs / Regelungsabweichungen

In Kapitel 4.1.4 „Anforderung an die Gleichlaufmessung“ wurden die Anforderungen an den GLPS abgeleitet; u.a. wurde anhand der Wegauflösung der vorhandenen Interferometer eine Art optimale Abtastrate festgelegt und somit letztlich auch die minimal messbare Geschwindigkeitsänderung. Weiterhin wurden Anforderungen an die Führung definiert. Deren wichtigste Eigenschaft ist eine besondere Leichtgängigkeit und dass ihr Bewegungswiderstand nicht von der Position abhängt. Als eine für diesen Fall optimale Führung, wurde vom Autor eine aerostatische Führung angesehen. Im Speziellen wurde eine zylindrische Führung ausgewählt, die zwei Freiheiten besitzt:

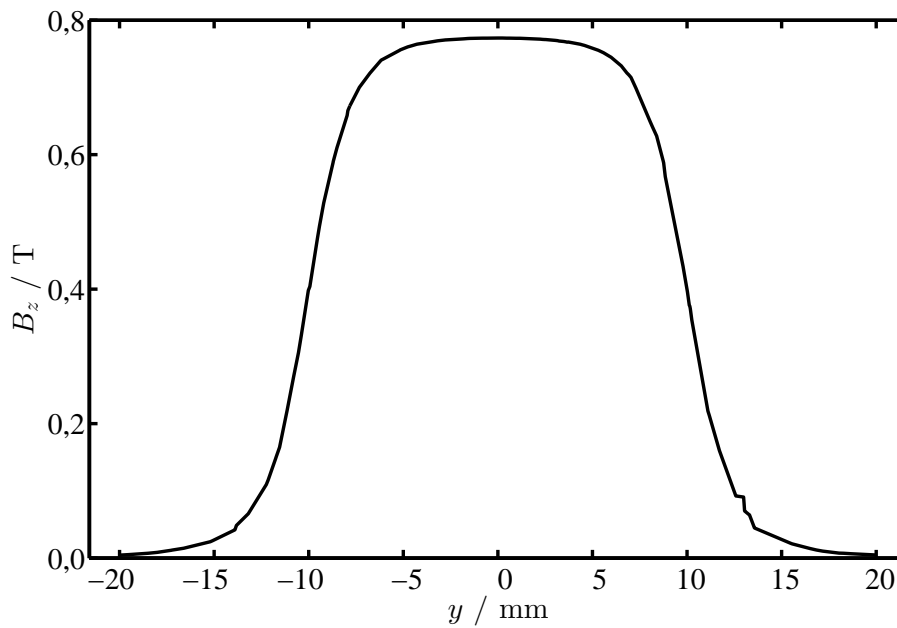


Abbildung 4.18: *z*-Komponente der Flussdichte im Spalt sowie einige Millimeter darüber hinaus. Die heraustretenden Streufelder sind in Form der Flussdichte in einen Abstand von mehr als 5 mm noch deutlich erkennbar; die Halbbreite des Magnetkreises ist 10 mm.

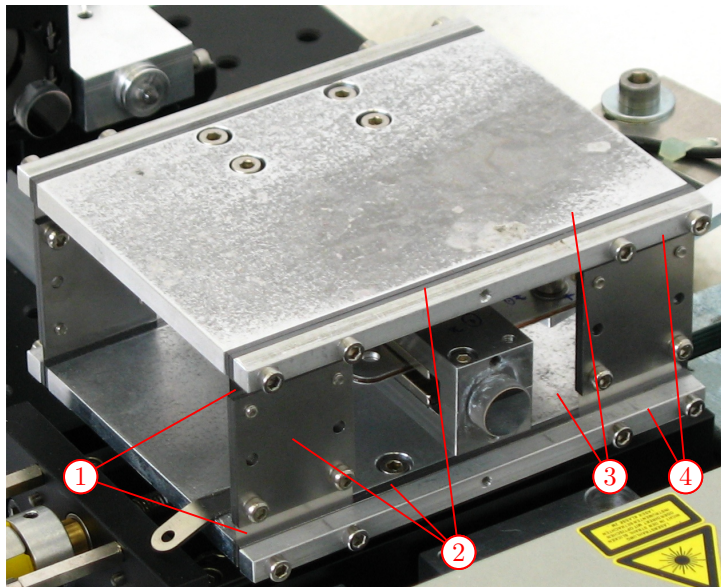


Abbildung 4.19: Foto der Federführung: Blattfedern mit (1) Biegezonen und (2) Versteifung, (3) Grund- und Führungsplatten, (4) Klemmleisten.

eine translatorische Freiheit und eine rotatorische um die Führungsgerade. Letztere wurde zur Normalkrafteinprägung genutzt. Dazu wurde der mitbewegte Magnetkreis des Antriebs an einem Hebelarm festigt und an diesem wiederum die Halterung der oberen Probe (ebene Referenzprobe). Wurde die Kugel auf der unteren Probe an die obere Referenzprobe angenähert, konnte der Arbeitsluftspalt zwischen Spule und Magnetkreis so eingestellt werden, dass eine reibungsfreie Bewegung stattfinden konnte und der Kugel–Ebene–Kugel–Kontakt durch die Gewichtskraft von Magnetkreis,

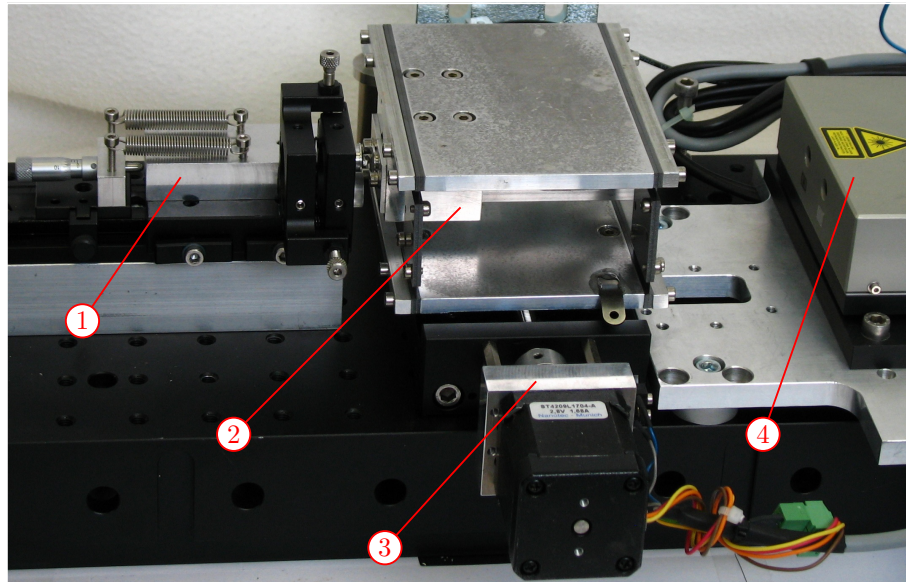


Abbildung 4.20: Foto des IHPS bestehend aus: (1) manuellem Probenpositionierer, (2) elektromagnetischem Antrieb, (3) Schrittmotorachse und (4) Doppelstrahlinterferometer.

Hebelarm und weiteren Anbauteilen belastet wurde. Um systematisch sicherzustellen, dass Spule und Magnetkreis nicht aneinander reiben können, wurde am Magnetkreis ein Planspiegel und am Gestell des Aufbaus ein FOS befestigt. Dadurch konnte z.B. nach einem Probenwechsel, der vorab bestimmte reibungsfreie Zustand wiederholbar eingestellt werden.

Weitere Komponenten des Aufbaus waren ein manueller Hubtisch sowie ein Lineartisch mit Schrittmotor. Der Hubtisch wurde zur Annäherung der Proben nach einem Probenwechsel und zur Einstellung der oben beschriebenen Reibungsfreiheit zwischen Spule und Magnetkreis benutzt. Mit dem Lineartisch konnte die untere Probe senkrecht zur translatorischen Bewegungsrichtung der aerostatischen Führung verfahren werden, was während der automatisierten Experimente zur Spurzustellung diente. Das technische Prinzip des GLPS ist in Abb. 4.21 dargestellt.

Wie oben erwähnt, wurde ein Interferometer zur Positions- und -rückführung in einem geschlossenen Regelkreis benutzt. Der entsprechende Planspiegel wurde möglichst nah an der oberen (bewegten) Probenhalterung fixiert, sodass die Position nahezu ABBÉ -fehlerfrei gemessen werden konnte. Der Achsregler selbst war ein in TwinCAT[®] NC PTP (Fa. Beckhoff) implementierter kaskadierter Positions-Geschwindigkeitsregler. Dessen Regelungsparameter wurden vor Beginn der Messreihe so eingestellt, dass der mittlere quadratische Positionsschleppfehler beim Betrieb mit der rausten ebenen Probe und einer Kugel mit Durchmesser $D = 3\text{ mm}$ minimal wurde. Später wurden diese Parameterwerte nicht mehr verändert. Um dem Regler einen möglichst großen Ausgabestellbereich zu verschaffen, wurde wie schon im RRT die Stromausgabe der Endstufe an die nötige Motorkraft angepasst. Dadurch konnte der DAC-Stellbereich zur analogen Sollwertvorgabe möglichst gut ausgenutzt werden.

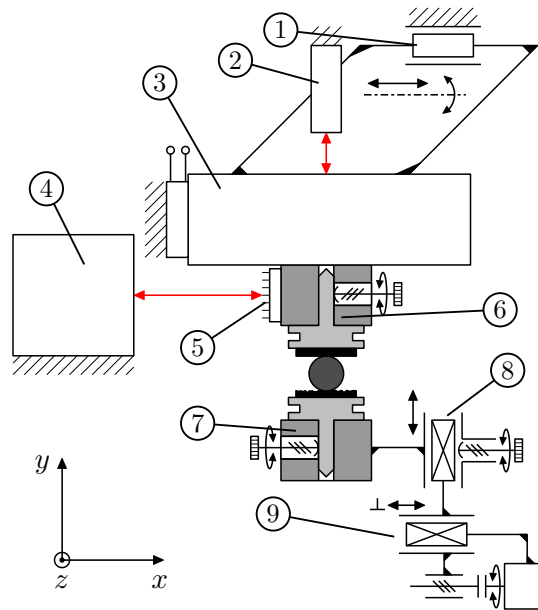


Abbildung 4.21: Technisches Prinzip des Aufbaus zur Messung des Gleichlaufs und Regelungsabweichungen. Komponenten: (1) aerostatisches Dreh-Schub-Gelenk, (2) FOS, (3) VCM, (4) Laserinterferometer, (5) Spiegel, (6) und (7) Probenhalter in Aufnahme, (8) arretierbarer manueller Hubtisch, (9) Linear-Tisch mit Schrittmotorantrieb

Da die Ausgabe an die Endstufen sehr stark eingeschränkt wurde, um de facto nur noch den Rollwiderstand des Kugel-Ebene-Kugel-Kontakts zu überwinden, musste der gesamte Aufbau horizontal nivelliert werden; andernfalls konnte der Motor die entstehende Hangabtriebskraft nicht mehr überwinden. Dementsprechend wurden an der Trägerplatte zwei Mikrometerschrauben befestigt, um die horizontal Ausrichtung zu ermöglichen. Ein Foto des gesamten Aufbaus ist in Abb. 4.22 zu sehen.

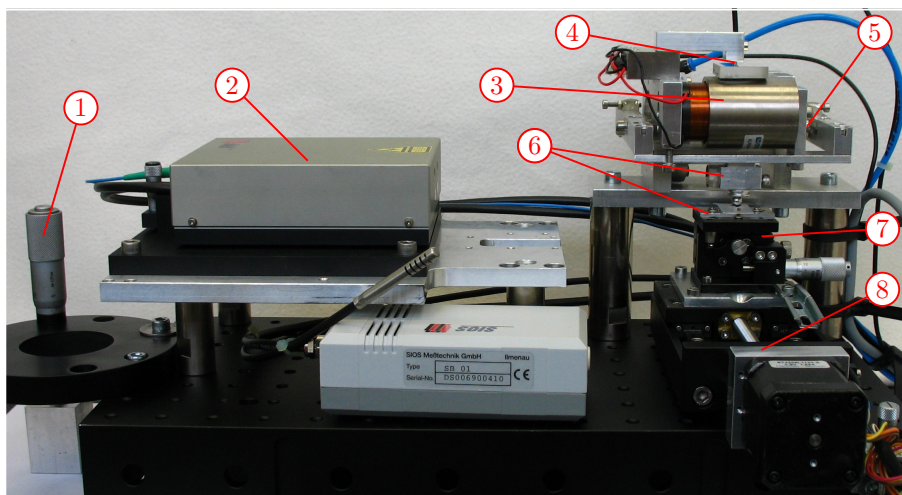


Abbildung 4.22: Foto des GLPS mit den Hauptkomponenten: (1) Mikrometer zur horizontalen Nivellierung, (2) Interferometer, (3) Tauschspulmotor auf Hebelarm, (4) FOS und Planspiegel, (5) aerostatische Zylinderführung, (6) Probenhalter, (7) manueller Hubtisch und (8) Lineartisch mit Schrittmotor.

4.3 Numerische Untersuchungen zum Rollwiderstand

Zusätzlich zu den Messungen mit den oben beschriebenen Versuchsaufbauten, wurden numerische Untersuchungen des freien Rollens durchgeführt, auf die nachfolgend eingegangen wird. Dazu gehört u.a. ein kurzer Überblick über die heutigen Möglichkeiten Kontaktprobleme numerisch zu untersuchen sowie die Angabe der Definitionsbereiche der Eingangsparameter.

Kontaktprobleme sind in Realität, wie in Kapitel 2.6 dargestellt, typischerweise nicht-lineare Probleme, die oft nur numerisch behandelt werden können. Heutzutage stehen zur Lösung Softwaresysteme zur Verfügung, mit denen über das eigentliche Kontaktproblem hinaus, auch sogenannte multi-physikalische Modelle gelöst werden können, was beispielsweise die Modellierung der Reibung im Kontakt und die dabei entstehenden Wärme mit einschließt [110–114]. Der Fokus hier liegt jedoch nicht multi-physikalischen Simulationen, weshalb in dieser Arbeit die Software CONTACT von VORTech Computing BV in der Version v12.1 eingesetzt wurde. Darin ist die von KALKER entwickelten Kontakttheorie implementiert, mit der auch komplexe dreidimensionale Probleme, wie z.B. das Rollen unter Wirkung von Antriebsmomenten und überlagerten makroskopischen Schlupf- und Spinbewegungen, gelöst werden können [115]. Der Rechenaufwand ist gegenüber von dreidimensionalen FEM-Rechnungen jedoch deutlich geringer [116].

Im vorliegenden Fall wurde das freie Rollen einer Kugel auf einer Ebene numerisch untersucht, wobei die elastischen Parameter des Kontakts, die Normalkraft sowie der Gleitreibungskoeffizient variiert wurden. Die durchgeführten Berechnungen können in zwei Gruppen eingeteilt werden: a) die Variation der elastischen Parameter bei vorgegebenem Gleitreibungskoeffizient und konstanter Normalkraft und b) die Variation von Normalkraft und Gleitreibungskoeffizient bei vorgegebenen elastischen Parametern.

Variation der elastischen Parameter

Die Auswirkung der elastischen Eigenschaften und des Gleitreibungskoeffizienten auf den Rollwiderstand wurden anhand zweier Kontaktpartner untersucht, wobei für einen Körper feste Werte für Elastizitätsmodul und POISSON-Zahl festgelegt wurden. Die festgelegten Werte sind: $E = 350 \text{ GPa}$ und $\nu = 0,25$. Die POISSON-Zahl wurde auf die Mitte ihres Definitionsbereichs festgelegt. Das E-Modul liegt in etwa mittig zwischen $200 \dots 600 \text{ GPa}$. Dieser Wertebereich schließt typische Stähle, verschiedene Keramiken bis hin zu Wolframcarbid ein, was u.a. typische Materialien für die Herstellung von Kugellagerkugeln sind. Das fiktive Referenzmaterial hat somit eine ähnliche Elastizität wie Aluminiumoxid-Keramik, welches in dieser Arbeit u.a. für Gleitreibungs- und Rollwiderstandsexperimente benutzt wurde. Weitere Parameter, wie die Materialeigenschaften des Gegenkörpers sowie der Kontaktparameter F_n , μ_g und R sind in Tab. 4.10 zusammengefasst.

Reib-Last-Kurven

Ein häufig verwendetes Verfahren zur Untersuchung tribologischer Eigenschaften, ist die Bestimmung des Bewegungswiderstands in Abhängigkeit der aufgebrachten Last / Normalkraft. Daraus

Tabelle 4.10: Übersicht über die Kontakt- und Materialparameter für die numerische Untersuchung des Rollwiderstands, in Abhängigkeit der elastischen Eigenschaften.

Parameter	Wert / Wertebereich	Anmerkung
E_1	350 GPa	E-Modul des Referenzmaterials (entspricht in etwa Aluminiumoxid-Keramik)
ν_1	0,25	POISSON-Zahl des Referenzmaterial (entspricht in etwa Aluminiumoxid-Keramik)
E_2	200 . . . 600 GPa	E-Modul des zweiten Körpers, Schrittweite: 25 GPa
ν_2	0,01; 0,05 . . . 0,45; 0,49	POISSON-Zahl des zweiten Körpers
μ_g	0,1; 0,2; 0,6; 1,0	Gleitreibungskoeffizient
F_n	1,0 N	Normalkraft
R	1,5 mm	Kugelradius

ergeben sich sogenannte Reib-Last-Kurven, die typischerweise Geraden sind. Die numerische Berechnung solcher Kurven wurde für den Kontakt zwischen Saphir und 100Cr6-Stahl mit entsprechend festen Materialparameter durchgeführt und der Gleitreibungskoeffizient μ_g variiert. Eine Zusammenstellung aller Parameter, ist in Tab. 4.11 zu finden.

Tabelle 4.11: Übersicht über die Kontakt- und Materialparameter für die numerische Untersuchung des Rollwiderstands, in Abhängigkeit von Last und Gleitreibungskoeffizient am Beispiel von Saphir und 100Cr6-Stahl.

Parameter	Wert / Wertebereich	Anmerkung
E_1	430 GPa	E-Modul von Saphir
ν_1	0,264	POISSON-Zahl von Saphir
E_2	208 GPa	E-Modul von 100Cr6-Stahl
ν_2	0,293	POISSON-Zahl von 100Cr6-Stahl
μ_g	0,05; 0,1 . . . 1,0	Gleitreibungskoeffizient
F_n	0,03; 0,1 . . . 1,0 N	Normalkraft, Schrittweite: 0,1 N
R	1,5 mm	Kugelradius

5 Probensysteme

In diesem Kapitel werden Überlegungen zur Auswahl der Probenmaterialien erläutert sowie die Schritte zur Präparation der Proben aufgeführt. Weiterhin werden die Methoden zur Probencharakterisierung einschließlich ihrer Ergebnissen vorgestellt.

5.1 Probenauswahl

Bei der Untersuchung des Rollwiderstands in einer Ebene–Kugel–Ebene–Konfiguration kann Schlupf und somit äußere Reibung im HEATHCOTE’schen Sinn (s. Kap. G) nicht ausgeschlossen werden, da die Krümmungsradien der kontaktierenden Flächen per se nicht gleich sind. Anders ist dies für den Schlupf nach REYNOLDS, der zumindest für Körper gleicher Elastizität verschwindet (s. Abschn. 2.6). Davon ausgehend sollten zur Untersuchung des Einfluss’ der Gleitreibung auf den Rollwiderstand Materialien verwendet werden, die ein breites Spektrum unterschiedlicher elastischer Parameter repräsentieren. Der wesentliche Faktor ist dabei der E–Modul, da die POISSON–Zahl typischerweise nur in einem relativ kleinen Bereich variiert. Neben Tribopaaren mit möglichst unterschiedlicher Elastizität, sollen auch jeweils gleiche, also selbst–gepaarte, Materialien zum Einsatz kommen, um REYNOLDS’ Überlegungen zum verschwindenden Rollwiderstand bei selbst–gepaarten Materialien überprüfen zu können. Vor dem Hintergrund weiterer Verlustmechanismen, wie z.B. innerer Reibung (s. Abschn. 2.5) ist jedoch nicht zu erwarten, dass der Rollwiderstand in diesem Fall ganz verschwindet. Er sollte allerdings, wenn äußere Reibung einen signifikanten Anteil zum Gesamtwiderstand beiträgt, messbar kleiner sein, als für Tribopaare aus verschiedenen Materialien.

Eine andere Herangehensweise zur Materialauswahl geht auf Ergebnisse von ELDREDGE und TABOR zurück. Sie fanden, dass vor allem während der Einlaufphase das plastische Fließen einen großen Beitrag zum Rollwiderstand liefert (s. Abschn. 2.8). Ein Maß zur Unterscheidung, ob der Charakter eines Kontakts eher elastisch oder plastisch ist, stellt der sogenannte Plastizitätsindex Ψ dar. Dabei gilt: je größer sein Zahlenwert ist, desto ausgeprägter ist die plastische Reaktion des Kontakts. Der Plastizitätsindex wurde erstmals von GREENWOOD eingeführt [48] und ist im Wesentlichen der Quotient aus dem abgeschätzten realen Kontaktdruck an den Spitzen einer rauen Oberflächen und der Härte des weicheren Materials. In der Literatur können noch weitere Definitionen für den Plastizitätsindex Ψ gefunden werden (siehe z.B. [117–120]), die sich teilweise nur leicht voneinander unterscheiden. Darin kommt jedoch stets der Term E^*/H vor; also das Verhältnis von Kontaktmodul E^* zu Härte H . Mit der Härte H ist hier die Eindruckhärte gemeint, welche der Quotient aus aufgebrachter Normalkraft und dem projizierten Flächeninhalt

des zurückbleibenden Abdrucks des Prüfkörpers [121] ist. Ein weiterer Term beschreibt den Einfluss der Rauheit. Da diese a priori jedoch nicht bekannt ist, wird sie bei der Materialauswahl nicht berücksichtigt.

Fasst man die oben formulierten Gedanken zusammen, führt dies zur Vermutung, dass sich der Rollwiderstand durch die Verwendung von selbst-gepaarten Materialien mit kleinem E-Modul und großer Härte reduzieren lassen sollte. Umgekehrt sollte er für Tribopaare mit sehr unterschiedlichen elastischen Eigenschaften und einem Kontaktpartner mit geringer Härte steigen. Zur experimentellen Untersuchung sollten daher Materialien mit möglichst unterschiedlichen Eigenschaften benutzt werden, wobei der Fokus in dieser Arbeit auf harten Materialien liegt und nicht auf z.B. technischen Kunststoffen. Dementsprechend wurden Literaturwerte für E-Modul, POISSON-Zahl und Vickers-Härte von keramischen Materialien und 100Cr6-Stahl recherchiert, um aus dieser Vorauswahl eine möglichst breite, aber dennoch eingeschränkte Auswahl zu treffen. Die für das jeweilige Material gefundenen Werte wurden arithmetisch gemittelt und die Hälfte der Spanne zwischen Minimal- und Maximalwert als Streuung angegeben (s. Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3). Wurden in einer Quelle mehrere Werte in Abhängigkeit des Stoffgemisches oder Fertigungsverfahrens angegeben, flossen diese als Einzelwerte in die Berechnung ein. Eine Zusammenstellung der Mittelwerte ohne Angabe der Streuung befindet sich in Tab. 5.4.

Tabelle 5.1: *Recherchierte Werte des Elastizitätsmoduls.*

Werkstoff- bezeichnung	$\bar{E} \pm \frac{E_{max}-E_{min}}{2}$ in GPa	Quellen
Zirkonoxid	$205,7 \pm 12,5$	[122–127]
Saphir	$420,0 \pm 62,5$	[127–130]
Aluminiumoxid	$365,1 \pm 43,0$	[122, 124–127]
Wolframcarbid	$680,0 \pm 59,5$	[131–135]
100Cr6	$206,0 \pm 10,0$	[126, 136–139]
Siliziumcarbid	$413,8 \pm 10,0$	[124, 126, 127]
Siliziumnitrid	$310,7 \pm 37,5$	[124, 126, 127, 139]

Tabelle 5.2: *Recherchierte Werte der POISSON-Zahl.*

Werkstoff- bezeichnung	$\bar{\nu} \pm \frac{\nu_{max}-\nu_{min}}{2}$	Quellen
Zirkonoxid	$0,283 \pm 0,045$	[122–124, 126]
Saphir	$0,260 \pm 0,060$	[128, 129]
Aluminiumoxid	$0,220 \pm 0,015$	[122, 124, 126]
Wolframcarbid	$0,250 \pm 0,035$	[131, 132, 134]
100Cr6	$0,294 \pm 0,015$	[126, 136–139]
Siliziumcarbid	$0,163 \pm 0,005$	[124, 126]
Siliziumnitrid	$0,260 \pm 0,035$	[124, 126, 139]

¹E-Mail-Korrespondenz mit Hr. Karel Masek, Sales Support, Redhill Specialty Balls, vom 04.–05.12.2012.

Tabelle 5.3: *Recherchierte Härtewerte. Falls in den Quellen nicht die VICKERS-Härte angegeben war, wurde eine entsprechende Umwertung anhand der im Standard ASTM E140-07 [10] angegebenen Tabellen bzw. Fit-Funktionen durchgeführt.*

Werkstoff- bezeichnung	$\overline{HV} \pm \frac{HV_{max} - HV_{min}}{2}$	Quellen
Zirkonoxid	1298 ± 100	[124–127]
Saphir	1874 ± 482	[127–130]
Aluminiumoxid	1818 ± 305	[124–127]
Wolframcarbid	1790 ± 475	[132, 135], E-Mail-Korrespondenz ¹
100Cr6	726 ± 125	[126, 136, 137, 139]
Siliziumcarbid	2538 ± 50	[124, 126, 127]
Siliziumnitrid	1571 ± 230	[124, 126, 127, 139]

Tabelle 5.4: *Zusammenstellung der recherchierten Mittelwerte von E-Modul \overline{E} , POISSON-Zahl $\overline{\nu}$ und VICKERS-Härte \overline{HV} aus den Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3.*

Werkstoff- bezeichnung	\overline{E} / GPa	$\overline{\nu}$	\overline{HV}
Zirkonoxid	205,7	0,283	1298
Saphir	420,0	0,260	1874
Aluminiumoxid	365,1	0,220	1818
Wolframcarbid	680,0	0,250	1790
100Cr6	206,0	0,294	726
Siliziumcarbid	413,8	0,163	2538
Siliziumnitrid	310,7	0,260	1571

Weiter oben wurde bereits darauf hingewiesen, dass der Plastizitätsindex Ψ eine rauheitsabhängige Größe ist, die dementsprechend vor der konkreten Rauheitsmessung eines Tribopaars nicht bestimmt werden kann. Aus diesem Grund wird hier zum Zwecke der Materialauswahl ein „Pseudo-Plastizitätsindex“ Ψ^* eingeführt, der das Verhältnis aus Kontaktmodul E^* zur VICKERS-Härte HV des weniger harten Tribopartners ist.

$$\Psi^* = \frac{E^*}{HV} \quad (5.1)$$

Wendet man $1/\Psi^*$ auf alle möglichen Permutationen von je zwei Materialien aus Tabelle 5.4 an, erhält man eine dreieckige Materialmatrix (s. Tab. 5.5). Der Kehrwert von Ψ^* wurde gewählt, da wie oben ausgeführt, ein kleiner Wert von Ψ sich günstig auf den Rollwiderstand auswirken sollte, zumindest während der Einlaufphase, und dementsprechend eine mutmaßlich besser geeignete Materialkombination durch einen größeren Zahlenwert ($1/\Psi^*$) charakterisiert wird.

Tabelle 5.5: Zusammenstellung der Werte $1/\Psi^*$ für alle Permutationen der in Tab. 5.4 angegebenen Materialien. Für Paarungen mit größeren Werten wird vermutet, dass sie einen geringeren Rollwiderstand zeigen.

Werkstoff	Zirkonoxid	Saphir	Aluminiumoxid	Wolframcarbid	100Cr6	Siliziumcarbid	Siliziumnitrid
Zirkonoxid	11,6	8,7	9,2	7,6	6,5	8,9	9,7
Saphir		8,3	8,8	6,4	4,8	8,6	8,2
Aluminiumoxid			9,5	7,1	5,1	9,0	8,8
Wolframcarbid				4,9	4,2	6,7	6,9
100Cr6					6,4	4,9	5,4
Siliziumcarbid						11,9	8,4
Siliziumnitrid							9,4

Zur Eingrenzung der Materialauswahl wurden die Werte aus Tab. 5.5 aufsteigend sortiert und Paarungen ausgewählt, die in etwa äquidistant verteilt sind. Gleichzeitig wurde versucht, die Anzahl unterschiedlicher Materialien relativ niedrig zu halten. Die entsprechende Auflistung bzw. engere Materialauswahl ist in Tab. 5.6 dargestellt.

Zur engeren Materialauswahl gehören fünf verschiedene Materialien: Saphir, Zirkonoxidkeramik, Wolframcarbidkeramik, 100Cr6-Stahl und Aluminiumoxidkeramik. Bei den ebenen Proben handelt es sich im Fall von Saphir um einseitig polierte Wafer (epi-polished, C-plane (0001) $\pm 0,25^\circ$) mit geschliffener Rückseite und bei den weiteren Materialien um 1 mm starke Parallelendmaße. Ein Überblick über die Art der beschafften Proben (Kugel, Ebene), das jeweilige Material sowie der entsprechende Lieferant ist in Tab. 5.7 gegeben.

Tabelle 5.6: Aufsteigend sortierte Werte $1/\Psi^*$ aus Tab. 5.5. Die unterstrichenen Werte sind in etwa äquidistant verteilt und markieren die engere Auswahl von Tribopaaren für die experimentellen Untersuchungen, wobei versucht wurde, die Anzahl unterschiedlicher Materialien relativ gering zu halten.

Material 1	Material 2	$1/\Psi^*$	Material 1	Material 2	$1/\Psi^*$
Wolframcarbid	100Cr6	<u>4,2</u>	Saphir	Saphir	8,3
Saphir	100Cr6	4,8	Siliziumcarbid	Siliziumnitrid	8,4
100Cr6	Siliziumcarbid	4,9	Saphir	Siliziumcarbid	8,6
Wolframcarbid	Wolframcarbid	4,9	Zirkonoxid	Saphir	<u>8,7</u>
Aluminiumoxid	100Cr6	<u>5,1</u>	Saphir	Aluminiumoxid	8,8
100Cr6	Siliziumnitrid	5,4	Aluminiumoxid	Siliziumnitrid	8,8
100Cr6	100Cr6	6,4	Zirkonoxid	Siliziumcarbid	8,9
Saphir	Wolframcarbid	6,4	Aluminiumoxid	Siliziumcarbid	9,0
Zirkonoxid	100Cr6	<u>6,5</u>	Zirkonoxid	Aluminiumoxid	<u>9,2</u>
Wolframcarbid	Siliziumcarbid	<u>6,7</u>	Siliziumnitrid	Siliziumnitrid	9,4
Wolframcarbid	Siliziumnitrid	6,9	Aluminiumoxid	Aluminiumoxid	9,5
Aluminiumoxid	Wolframcarbid	7,1	Zirkonoxid	Siliziumnitrid	9,7
Zirkonoxid	Wolframcarbid	<u>7,6</u>	Zirkonoxid	Zirkonoxid	<u>11,6</u>
Saphir	Siliziumnitrid	8,2	Siliziumcarbid	Siliziumcarbid	11,9

Tabelle 5.7: Überblick über die verwendeten Materialien der Kugeln und Ebenen unter Angabe der Bezugsquelle.

Werkstoff	Kugel	Ebene
Saphir	Saphirwerk Industrieprodukte AG, Brugg	The Roditi International Corporation Ltd., London
Zirkonoxidkeramik	Redhill Precision, Prag	Längenmesstechnik GmbH, Limbach
Wolframcarbidkeramik	Redhill Precision, Prag	Längenmesstechnik GmbH, Limbach
100Cr6-Stahl	Just & Co. Industriebedarf GmbH & Co. KG, Frankfurt (Vertrieb von Produkten der SKF GmbH)	Längenmesstechnik GmbH, Limbach
Aluminiumoxidkeramik	Redhill Precision, Prag	—

5.2 Probenpräparation

In diesem Abschnitt wird die Vorbereitung der Proben (Unterabschnitt 5.2.1) beschrieben. Dazu gehören insbesondere die Reinigungsmethode mit anschließender Fixierung auf den Probenhaltern sowie die Schleif-/Polierprozedur (Unterabschnitt 5.2.2) zur Erzeugung unterschiedliche rauer Ebenen.

5.2.1 Probenreinigung und –vorbereitung

Die ebenen Saphir-Proben (Wafer) wurden staubfrei verpackt geliefert und konnten, nachdem sie in ca. $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ große Stücke geschnitten wurden, direkt mit einem 2-Komponenten-Epoxid auf die Probenhalter (REM-Probenteller) geklebt werden.

Die ebenen Proben aus Aluminiumoxid, Zirkonoxid, Wolframcarbid und 100Cr6-Stahl (Parallelendmaße) ebenso wie die alle Kugeln wurden nicht staubfrei verpackt geliefert oder waren mit einem Öl zum Korrosionsschutz versehen und mussten daher im Vergleich zu den Saphirwafern gründlicher gereinigt werden. Vor der Reinigung wurden die ebenen Proben in ebenfalls ca. $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ große Stücke geschnitten, jedoch noch nicht auf die Probenhalter geklebt. Die Proben wurden zuvor der Reihe nach unter Einwirkung von Aceton, Isopropanol und Ethanol für jeweils 10 Minuten in einem Ultraschallbad gereinigt und abschließend mit getrockneter Luft abgeblasen. Mit den Kugeln wurde gleichermaßen verfahren.

Anschließend erfolgte das Aufkleben der ebenen Proben auf entsprechende Halter (Probenteller für Rasterelektronenmikroskope) mit einem 2-Komponenten-Epoxid-Klebstoff. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf eine vollflächige dünne Klebstoffschicht gelegt, um deren Einfluss auf die späteren Indentationsversuche bzw. die Messung der materialinternen Hysterese weitestgehend zu minimieren. Vor dem gleichen Hintergrund wurden die für diese Messungen vorgesehenen Kugeln in zuvor gebohrte Löcher eingeklebt, sodass zwischen dem Bohrkegel und der Kugel ein vergleichsweise steifer Linienkontakt entsteht und der darunter eingeschlossene Kleber den Kontakt weiter versteift. Nach den Vorbereitungen wurden die Proben bis zur weiteren Verwendung in geschlossenen Containern aufbewahrt.

5.2.2 Schleifen- und Polierprozedur

Im Anschluss an die Probenvorbereitung erfolgte das Aufräumen per Hand. Vor dem Schleifen / Polieren wurden eventuell vorhandene Staubpartikel mit einem Ethanol-benetzten Tuch entfernt, um ein Einreiben der Partikel in die Oberflächen zu vermeiden. Im Ausgangszustand betrug die RMS-Rauheit $S_q \approx 5\text{ nm}$ oder weniger, wobei die Zirkonoxidprobe mit $S_q \approx 10\text{ nm}$ die einzige Ausnahme darstellte. Aus diesem Grund wurde sie zuvor maschinell poliert, um einen vergleichbaren Ausgangszustand zu erhalten.

Das Aufrauen erfolgte dann mit Hilfe von Sprays (Struers DP-Spray), die Suspensionen polykristalliner Diamanten in Ethanol enthielten. Die Korngröße der Sprays deckten einen Bereich von $0,25 \dots 6,0 \mu\text{m}$ ab. Nach dem Aufsprühen auf Glasplatten (Objektträger) wurden die Proben darauf kopfüber in achtförmigen Bahnen für $2 \dots 5$ Minuten bewegt, wobei jeweils auf einen möglichst gleichen Druck und Geschwindigkeit geachtet wurde. Auf diese Weise wurden die Proben mit bis zu vier unterschiedlichen Korngrößen bearbeitet, wobei diese jeweils sukzessiv verringert wurde. Zwischen dem Wechsel der Korngröße wurden die Glasplatten und Proben mit Ethanol gereinigt. Die einzige Ausnahme stellte die rauste Saphir-Ebene (*Sa_P0*) dar, welche der Rückseite des verwendeten Saphir-Wafers im Lieferzustand entspricht.

5.3 Probencharakterisierung

In diesem Abschnitt wird auf die verschiedenen Methoden zur Probencharakterisierung eingegangen, welche letztlich der Bestimmung des Plastizitätsindizes Ψ dienen. In Kap. 5.1 wurde Ψ als dimensionslose Größe vorgestellt, welche Materialparameter mit Oberflächeneigenschaften verbindet. Konkret sind dies: Oberflächenrauheit, POISSON-Zahl, E-Modul und Härte. Die jeweilige POISSON-Zahl wurde der Literaturrecherche (s. Abschn. 5.1, Tab. 5.2) entnommen, sodass zusammen mit den Ergebnissen der Härtemessung, auch das jeweilige E-Modul bestimmt werden konnte (s. Abschn. 5.3.2). Die Härtemessung war, bedingt durch das zur Verfügung stehende Gerät (Picodentor[®] HM500, Fa. Helmut Fischer GmbH) nur auf ebenen Proben möglich. Im Gegensatz dazu konnte die Messung der Oberflächenrauheit (s. Abschn. 5.3.1) auch auf den Kugeln durchgeführt werden.

5.3.1 Messung der Oberflächenrauheit

Die Oberflächenrauheit wurde mit einem AFM gemessen. Es handelt sich dabei um eine Gerät, das u.a. zur mechanischen Abtastung von Oberflächen mit einer Auflösung im sub-Nanometer-Bereich geeignet ist. Die Hauptkomponenten eines AFM sind: ein XYZ-Scanner, der eine AFM-Spitze (auch Cantilever genannt) bewegt, einer Anordnung aus Laserstrahleinheit und positionsempfindlichen Photoempfänger PSD zur Messung der Auslenkung der Spitze nach dem Lichtzeigerprinzip sowie einer Steuerungs- und Datenverarbeitungseinheit (s. Abb. 5.1). Im vorliegenden Fall wurde mit einem modifizierten AFM „Solver Pro“ der Fa. NT-MDT gearbeitet (s. Abb. 5.2), wobei der wesentliche Unterschied zum Standardmodell im Einsatz von Invar[®] als Material für die Gestellteile bestand. Messungen mit diesem Gerät sollten daher nur wenig durch thermische Drift beeinflusst werden. Die AFM-Spitzen (Typ RTESPA, Spezifikation s. Tab. 5.8) wurden von der Fa. Bruker bezogen.

Weiterhin verfügt das AFM über einen Piezo-Röhren-Scanner mit Positionssensoren für die x- und y-Bewegungsrichtung, was Bewegungen in der XY-Ebene in einem geschlossenen Positionsregelkreis ermöglichte und somit Positionsabweichungen durch Hystereseeffekte im Piezomaterial vermieden werden. Im Gegensatz dazu stand für die z-Bewegung kein Positionssensor zu Verfügung,

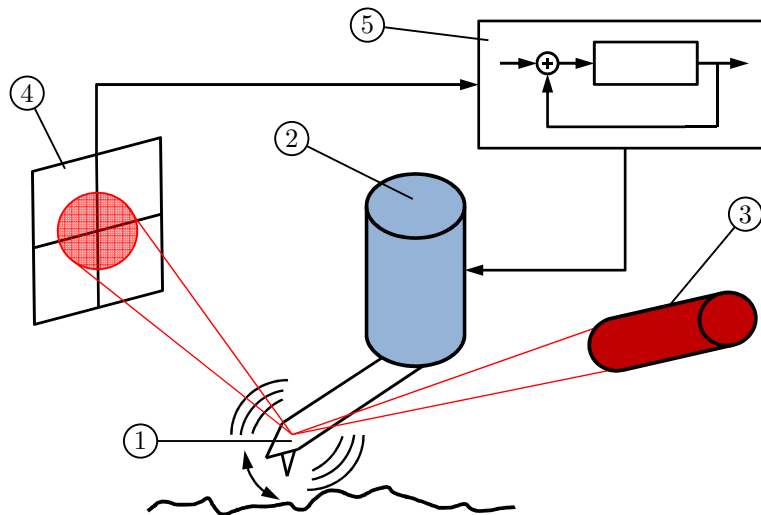


Abbildung 5.1: Prinzipdarstellung eines AFM. Die Hauptkomponenten sind: (1) Cantilever, (2) XYZ-Scanner, (3) Laserquelle, (4) PSD und (5) Datenverarbeitungs- und Steuerungseinheit. Die Pfeile entsprechen dem Signalfluss.

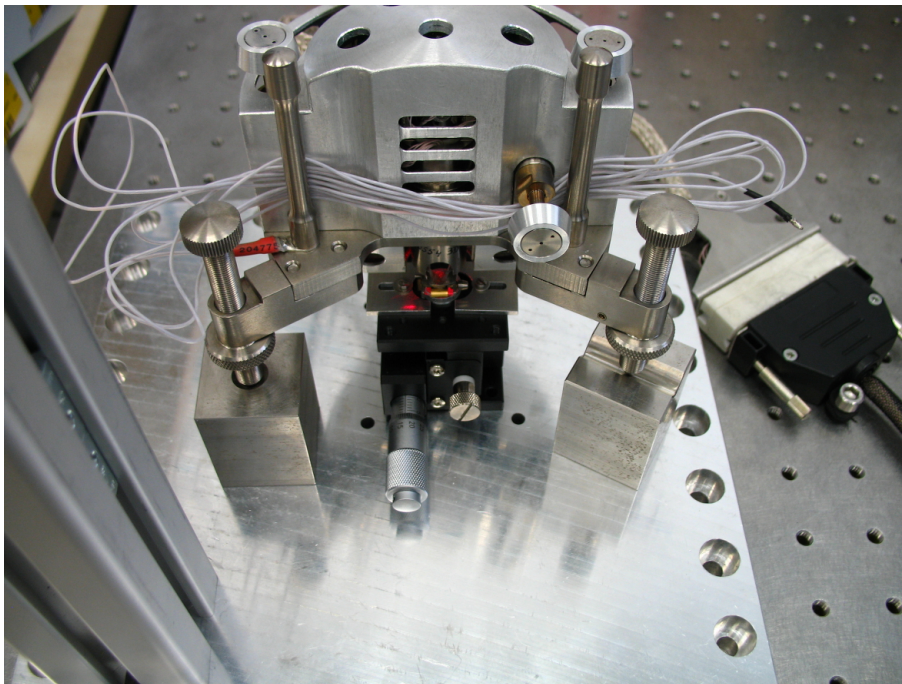


Abbildung 5.2: Foto des verwendeten AFM Solver der Fa. NT-MDT.

wobei jedoch seitens der Steuerungssoftware die Möglichkeit bestand, das nichtlineare Verhalten des Piezo-Scanners so gut wie möglich zu unterdrücken. Diese Korrekturfunktion funktioniert nicht in jedem Fall optimal, wodurch die Messdaten von nominell ebenen Flächen oft eine gewisse Krümmung aufwiesen; meist waren dies leicht parabolisch Formen oder Flächen noch höherer Ordnung. Beispiele dafür befinden sich in den Abbildungen 5.3 und 5.4. Die gezeigten Messungen wurden auf der selben Probe kurz hintereinander aufgenommen, wobei der Messmittelpunkt lediglich um $60\ \mu\text{m}$ verschoben wurde. Aufgrund dessen, wurde vor der Ermittlung der Rauheitskenngrößen immer eine Fläche dritter Ordnung von den Messdaten abgezogen. Höhere Ordnungen

Tabelle 5.8: Spezifikationen der verwendeten AFM-Spitzen vom Typ RTESPA der Fa. Bruker. Dies sind Antimon-dotierte, rechteckige Spitzen mit einer rückseitigen Aluminium-Schicht zur Erhöhung der Reflektivität.

Parameter	Wert
Spitzenradius	8 nm
Widerstand	0,01 ... 0,025 Ω
Al-Schichtdicke	(50 \pm 10) nm
Breite	30 ... 40 μm
Länge	115 ... 135 μm
Dicke	3,5 ... 4,5 μm
Steifigkeit	20 ... 80 N/m
Eigenfrequenz	312 ... 390 kHz

konnten mit der Auswertungssoftware des AFM nicht abgezogen werden. Für die Rauheitsmessung auf Kugeloberflächen musste dieses Verfahren ohnehin angewendet werden, da trotz des relativ kleinen Scanbereichs von $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ im Vergleich zum Durchmesser ($D \geq 1 \text{ mm}$) die parabolische Form der Oberflächen deutlich sichtbar war (s. Abb. 5.5). Nach dem Abzug einer Fläche dritter Ordnung entspricht die Kugeloberfläche erwartungsgemäß einer Ebene (s. Abb. 5.6).

Neben der beschriebenen rechnerischen Unterdrückung der Krümmung, wurden weitere Schritte durchgeführt, um möglichst reproduzierbare und miteinander vergleichbare Messergebnisse zu erhalten. Dazu zählt u.a. die Vorbereitung der Messung, welche eine auf bestimmte Weise durchgeführt wurde, bevor die automatische Antastung der Proben gestartet wurde. Bei Messungen auf Kugeln, wurde zusätzlich dazu, die Scanbereichsmittle auf die höchste Stelle der Kugelkappe eingerichtet, wo sich später auch der Bereich des tribologischen Kontakts befindet. Beides dient letztlich dazu, das ABBÉsche Komparatorprinzip so gut wie möglich einzuhalten. Der Grund für die unten beschriebene Vorgehensweise liegt im Aufbau und der Funktionsweise des AFM. Es verfügt über drei Beine, von denen zwei in ihrer Länge manuell einstellbar sind (s. Abb. 5.2); das dritte Bein wird während der automatischen Antastung durch einen Schrittmotor verkürzt, sodass sich das AFM der Probe annähert, was jedoch unweigerlich zu einer Verkipfung des Geräts führt. Diese ist je nach Ausgangshöhe zwischen Probeoberfläche und AFM-Spitze unterschiedlich. Dazu tragen u.a. auch die unterschiedliche Dicke der Proben und Probekhalter sowie zu einem geringen Teil auch die dazwischenliegende Klebstoffschicht bei. Dementsprechend wäre nach erfolgter Antastung der Winkel zwischen Piezo-Scanner und Probe für jede Messung unterschiedlich, was insofern kritisch ist, da die Zylinderachse des Röhren-Scanners auch die Richtung der Maßverkörperung für die zu messenden Profilhöhen darstellt.

Um einen definierten Ausgangszustand vor der Antastung zu erhalten, wurde wie folgt vorgegangen. Die drei Beinlängen wurden so eingestellt, dass die Gehäuseachse (die Einbaurichtung des Piezo-Scanners) vertikal zur Oberfläche des Tisches stand, auf dem die Messungen durchgeführt wurden. Die Proben wurden auf einem zusätzlich eingebauten manuell verstellbaren Z-Tisch mit einer Klemmvorrichtung befestigt und an die AFM-Spitze angenähert, wobei folgende Besonderheit im

Amplitudensignal des AFM ausgenutzt wurde: während der Annäherung stieg der Signalpegel leicht, aber noch deutlich sichtbar, über den Wert an, der bei großer Entfernung zwischen Spitze und Probe (Ausgangszustand) gemessen wurden. Bei weiterer Annäherung wurde ein Maximum überschritten. Durch weitere vorsichtige Annäherung, wurde die Amplitude auf ca. 80% des Ausgangspegels eingestellt. Dieser Punkt lag noch weit genug entfernt, um ein ungewolltes Anziehen der Spitze an die Probe durch Adhäsionskräfte zu vermeiden. Auf diese Weise konnte ein einheitlicher Ausgangszustand für alle Messungen erreicht werden, sodass im Anschluss, während der automatisch gesteuerten Antastung, die Spitze nur noch wenige zehn Mikrometer an die Probe angenähert musste. Die Richtung der z-Achse des Scanners stand dementsprechend nahezu senkrecht auf den Probenoberflächen, sodass das ABBÉsche Komparatorprinzip für alle Messungen so gut wie möglich und reproduzierbar eingehalten wurde.

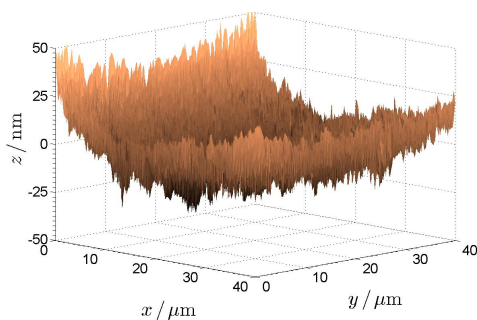


Abbildung 5.3: Oberflächenkrümmung auf einer nominell ebenen Wolfram-Carbid-Probe nach dem Abzug einer Ebene zur Kompensation der Probenverkipfung.

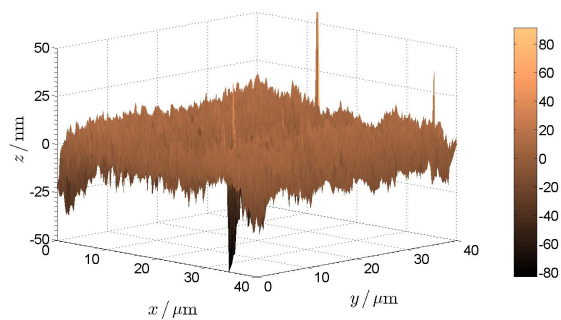


Abbildung 5.4: Oberflächenkrümmung auf der selben Probe wie in Abb. 5.3. Die Mittelpunkte beider Messstelle sind ca. 60 μm verschoben.

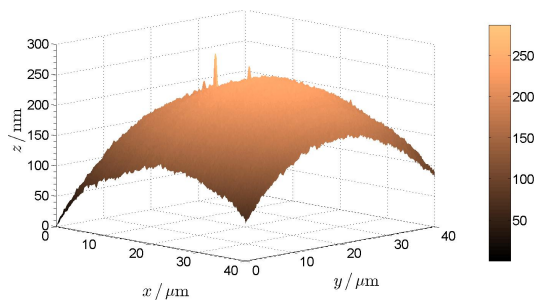


Abbildung 5.5: Deutlich sichtbare parabolische Form der Kappe einer Saphirkugel mit einem Durchmesser $D = 4 \text{ mm}$.

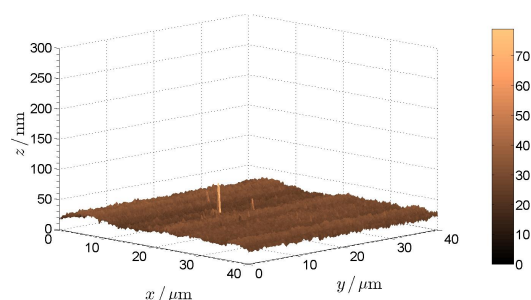


Abbildung 5.6: Die selbe Kugeloberfläche wie in Abb. 5.5 nach dem Abzug einer Fläche dritter Ordnung.

Im Gegensatz zu den ebenen Proben, wurde die Oberflächenrauheit nicht für alle Kugeln bestimmt, da angenommen wurde, dass deren Rauheit innerhalb der jeweiligen Charge nur geringen Schwankungen unterliegt. Konkret waren dies die zur Indentationsmessung vorgesehenen Kugeln. Die Wahl fiel auf diese, da sie auf Haltern fixiert waren, die kompatibel zur Probenaufnahme des AFM sind.

Weiterhin wurden die Saphirkugeln mit den Durchmessern $D = 3\text{ mm}$ und $D = 5\text{ mm}$ nicht gemessen, da dieser erst zu einem späteren Zeitpunkt mit in die Messreihe aufgenommen wurden und das AFM nicht mehr zu freien Verfügung stand. Stattdessen sind deren Rauheitsparameter durch arithmetische Mittelwertbildung der Messwerte für die Kugeln mit $D = 1, 2$ und 4 mm geschätzt worden. Dieser Schritt schien legitim zu sein, da die Streuung der Messwerte für die drei gemessenen Saphirkugeln sehr gering ausfiel.

Wie oben bereits erwähnt, wurde der Scanbereich auf $40 \times 40\text{ }\mu\text{m}$ festgelegt, egal ob es sich um Kugeln oder Ebenen handelte. Der Unterschied zwischen beiden liegt in der Anzahl der Scans. Die ebenen Proben konnten ohne weiteres mit einem manuellen Kreutztisch lateral verschoben werden, um die Rauheit über einen größeren Bereich gemittelt zu bestimmen. Dadurch konnten stichhaltigere Aussagen über den später im Experiment relevanten Bereich der Oberfläche gewonnen werden. Dieses Vorgehen ist für Kugeln zur Indentations- und Gleitreibungsmessung naturgemäß nicht möglich (und nicht nötig), da nur der oberste Teil der jeweiligen Kugelkappe in den Kontakt mit den Ebenen kommt. Dementsprechend lag hier der Fokus darauf, dass der Mittelpunkt des Scanbereichs möglichst im Zentrum der Kugel lag. Dazu wurde die Kugel visuell möglichst zentral mit der AFM-Spitze angetastet und anschließend mit dem Kreutztisch lateral verschoben. Anhand der Änderung des Auslenkungssignals konnte die Richtung zum Zentrum der Kugel bestimmt werden. Im Zuge der horizontalen Verschiebung führte die AFM-Spitze eine bergauf gerichtete Bewegung aus. War der z -Bewegungsbereich des Scanners ausgeschöpft, konnte das AFM mit Hilfe des integrierten Schrittmotors etwas von der Probe entfernt werden. Diese Schritte wurden sukzessive wiederholt, bis der höchste Punkt der Kugel erreicht wurde. Dann wurde der manuelle Hubtisch nach unten bewegt, der Schrittmotor auf seinen Ausgangswert kommandiert und die oben beschriebene Vorbereitung der Antastung durchgeführt. Anschließend wurden zwei senkrecht zueinander verlaufende Linienscans von $\pm 20\text{ }\mu\text{m}$ durchgeführt. Aus den Messdaten konnte die Lage der höchsten Stelle bis auf wenige Mikrometer genau ermittelt werden und erlaubte so eine weitere Feinpositionierung der Kugeln, bis deren Zentrum hinreichend genau im Mittelpunkt des Bewegungsbereichs des AFM-Scanners lag. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass alle Kugelkappen systematisch in dem Bereich vermessen werden konnten, der für die späteren Experimente relevant ist sowie dass der AFM-Scanner für alle Messungen den gleichen Stellbereich abfahren musste.

Die Bestimmung der Rauheitsparameter auf den Kugeln zur Rollwiderstandsmessung wurde bisher noch nicht erwähnt. Für die eigentlichen Experimente können diese nicht reproduzierbar, immer mit der selben Ausrichtung / der selben Stelle, mit den ebenen Proben in Kontakt gebracht werden. Des Weiteren ist eine vollständige Vermessung der Oberflächen nicht praktikabel; nicht nur eine solche Messung an sich, sondern auch die spätere Bestimmung der Lage einer Kugel im Versuchsaufbau, um daraus auf deren Rauheit im Kontaktbereich mit den ebenen Proben zu schließen. Daher wurden für diese Kugeln die selben Rauheitsparameter angenommen, wie sie auf den Kugeln zur Indentationsmessung ermittelt wurden.

5.3.2 Messung von Härte und Eindringmodul mittels Nanoindentation

Die Nanoindentation im heutigen Verständnis, meint die gleichzeitige automatisierte Messung der Eindringtiefe eines Prüfkörpers in eine ebene Oberfläche sowie die dafür notwendige Kraft. Der Körper ist typischerweise eine pyramidenförmige Diamantspitze, die je nach Definition von Härtezahl und Prüfstandard unterschiedliche Formen aufweisen kann; rotationssymmetrische (konische) Spitzen existieren ebenfalls, sind jedoch eher untypisch. Der schematische Aufbau eines entsprechenden Messkopfs ist in Abb. 5.7 dargestellt. Aus den Messdaten solcher Geräte können die Materialparameter Eindringmodul und Härte bestimmt werden und, sofern die **POISSON**-Zahl der Probe bekannt ist, auch der Elastizitätsmodul. Im vorliegenden Fall wurde ein Picodentor[®] HM500, Fa. Helmut Fischer GmbH, zur Messung eingesetzt. Das Gerät verfügte über eine Diamantspitze entsprechend des Standards zur Messung der **VICKERS**-Härte.

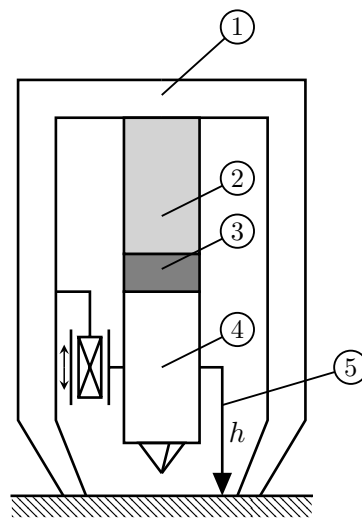


Abbildung 5.7: Schematischer Aufbau des Messkopfs. Komponenten: (1) Tubus zur Definition der Referenzfläche, (2) Aktor, (3) Kraftsensor, (4) geführter Eindringkörper, (5) Sensor zur relativen Messung der Eindringtiefe bzgl. der Referenzfläche, symbolisiert durch Pfeil und Messgröße h .

Mit dem obengenannten Gerät können u.a. Messungen durchgeführt werden, bei denen die Probe zyklisch be- und entlastet wird. Gleichzeitig findet mit jedem Zyklus eine stufenweise Erhöhung der maximalen Normalkraft statt. Der prinzipielle Kraftverlauf einer solchen Messung ist in Abb. 5.8 darstellt. Aus der damit verbundenen, zyklisch zunehmenden Eindringtiefe, können Härte H und E-Modul E tiefenabhängig gemessen und daraus wiederum auf deren Volumenwerte geschlossen werden. Letztere gehen in die Definition des Plastizitätsindex Ψ [117–120] ein, dessen Korrelation mit dem Rollwiderstand, u.a., untersucht werden soll.

Nanoindentationsmessungen unterliegen, wie alle Messungen, störenden Faktoren. Dazu zählt u.a. die Oberflächenrauheit, die zu einer ortsabhängigen Streuung der Messwert H und E beitragen kann [140]. Ein Effekt, der vermutlich auf den stochastischen Charakter der Rauheit zurückzuführen ist (s. Kap. 3 bzw. [87–89]) und in dessen Folge an jeder Messstelle ein unterschiedlicher

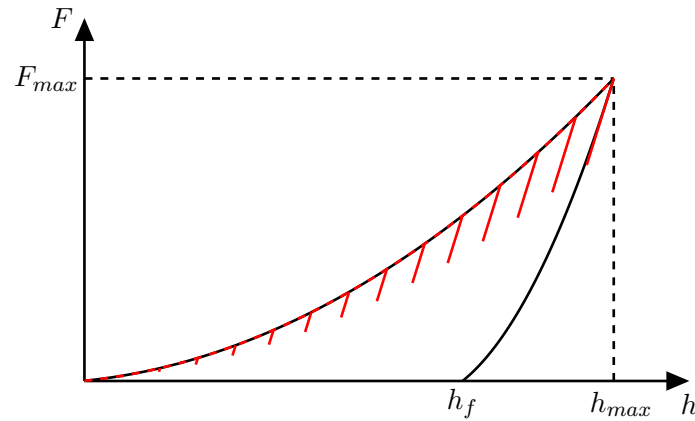


Abbildung 5.8: *Prinzipieller Kraft–Eindringungs–Verlauf zur tiefenabhängigen Messung von Eindringmodul und Härte, aus dem Anstieg dF/dh der zwischenzeitlichen Entlastungen (durchgezogene rote Linien) während des Messablaufs.*

Ausgangszustand vorgefunden wird. Neben der Rauheit, gibt es noch eine Reihe weiterer materialbedingter Einflussfaktoren, welche ebenso zur Streuung der Messwerte beitragen können; u.a. sind das die Korngröße und –orientierung sowie die Versetzungsdichte [141]. Diese Faktoren sind an den Lieferzustand der Probenmaterialien geknüpft und stellen im Rahmen dieser Arbeit feste Parameter dar. Dabei kann davon ausgegangen werden, dass sie innerhalb der Probe bzw. Oberfläche zufällig verteilt sind. Eine weitere Ursache für eine ortsabhängige Streuung kann bei keramischen Proben auftreten, da hier je nach Keramiktyp, harte Partikel in einer duktilen Binderphase eingebettet sind. Dies führt dazu, dass H und E auf unterschiedlichen Materialien, mal auf den Partikeln und mal auf der Binderphase, gemessen werden [142]. Messungen auf letzterer sind jedoch relativ unwahrscheinlich, da deren Materialanteil normalerweise gering ist.

Die genannten Einflussfaktoren führen zu zufälligen ortsabhängigen Schwankungen der Ergebnisse. Um dem zu begegnen, wurden jeweils 25 Messungen in einem Raster von 5×5 Messstellen durchgeführt. Eventuell vorhandene Ausreißer konnten so erkannt und von der Analyse ausgeschlossen werden. Die verbliebenen (gültigen) Messdaten wurden jeweils arithmetisch gemittelt. Außerdem wurde nur auf den glatten Proben (Lieferzustand) gemessen, um den Rauheitseinfluss so gering wie möglich zu halten.

6 Ergebnisse aus Messungen und numerischer Untersuchung

6.1 Oberflächenrauheit

In diesem Abschnitt werden Messergebnisse zur Oberflächenrauheit vorgestellt. Neben S_q wurden noch weitere Rauheitsparameter bestimmt, die in der späteren Auswertung jedoch nicht auftauchen, da keine signifikante Korrelation mit den Messdaten von MT, RRT, IHPS oder GLPS festgestellt wurde. Die Werte für S_q der Ebenen befinden sich in den Tab. 6.1 bis 6.4 und die Werte der Kugeln in den Tab. 6.5 bis 6.9. Eine vollständige Übersicht aller Parameter sowie einige beispielhafte Abbildungen der AFM-Messdaten befinden sich im Kapitel F.

Tabelle 6.1: *RMS-Rauheit*
 S_q der 100Cr6-Ebenen.

Proben- bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q / \text{nm}$
100Cr6_P1	$5,47 \pm 0,32$
100Cr6_P2	$9,96 \pm 1,45$
100Cr6_P3	$30,97 \pm 4,92$
100Cr6_P4	$32,11 \pm 2,97$
100Cr6_P5	$29,15 \pm 2,26$
100Cr6_P6	$46,08 \pm 1,52$
100Cr6_P7	$118,02 \pm 5,27$
100Cr6_P8	$118,73 \pm 0,12$

Tabelle 6.2: *RMS-Rauheit*
 S_q der WC-Ebenen.

Proben- bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q / \text{nm}$
WC_P1	$5,80 \pm 0,63$
WC_P2	$16,67 \pm 0,51$
WC_P3	$31,28 \pm 0,16$
WC_P4	$29,06 \pm 0,07$
WC_P5	$34,22 \pm 0,69$
WC_P6	$49,69 \pm 1,80$
WC_P7	$107,17 \pm 4,88$
WC_P8	$105,86 \pm 3,46$

Tabelle 6.3: *RMS-Rauheit*
 S_q der ZrO₂-Ebenen.

Proben- bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q / \text{nm}$
ZrO ₂ _P0_GF4	$4,48 \pm 0,13$
ZrO ₂ _P1	$9,40 \pm 0,00$
ZrO ₂ _P3	$106,73 \pm 10,96$
ZrO ₂ _P4	$26,48 \pm 0,15$
ZrO ₂ _P5	$23,18 \pm 1,01$
ZrO ₂ _P6	$38,20 \pm 6,08$
ZrO ₂ _P7	$107,32 \pm 5,21$
ZrO ₂ _P8	$110,38 \pm 3,95$

Tabelle 6.4: *RMS-Rauheit*
 S_q der Saphir-Ebenen.

Proben- bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q / \text{nm}$
Sa_P1	$109,93 \pm 6,93$
Sa_P2	$1,68 \pm 0,29$
Sa_P4	$18,67 \pm 1,53$
Sa_P5	$223,06 \pm 19,60$
Sa_P6	$72,18 \pm 11,60$
Sa_P7	$36,40 \pm 0,97$
Sa_P8	$23,12 \pm 6,33$
Sa_P9	$59,27 \pm 6,96$
Sa_P0	$322,50 \pm 33,11$

Tabelle 6.5: *RMS-Rauheit**S_q der ZrO₂-Kugeln.*

Proben- bezeichnung	<i>D</i> / mm	<i>S_q</i> / nm
ZrO ₂ _B5 / H1	1	10,98
ZrO ₂ _B1 / H2	3	18,12
ZrO ₂ _B3 / H3	6	9,80

Tabelle 6.6: *RMS-Rauheit**S_q der WC-Kugeln.*

Proben- bezeichnung	<i>D</i> / mm	<i>S_q</i> / nm
WC_B5 / H1	1	5,84
WC_B1 / H2	3	7,75
WC_B3 / H3	6	7,86

Tabelle 6.7: *RMS-Rauheit**S_q der 100Cr6-Kugeln.*

Proben- bezeichnung	<i>D</i> / mm	<i>S_q</i> / nm
100Cr6_B1 / H1	1	12,29
100Cr6_B3 / H2	3	9,98
100Cr6_B5 / H3	6	9,39

Tabelle 6.8: *RMS-Rauheit**der Al₂O₃-Kugeln.*

Proben- bezeichnung	<i>D</i> / mm	<i>S_q</i> / nm
Al ₂ O ₃ _B5 / H1	1	6,19
Al ₂ O ₃ _B1 / H2	3	5,91
Al ₂ O ₃ _B3 / H3	6	8,46

Tabelle 6.9: *RMS-Rauheit**S_q der Saphir-Kugeln.*

Proben- bezeichnung	<i>D</i> / mm	<i>S_q</i> / nm
Sa10 / Sa_H1	1	3,25
Sa5 / Sa_H2	2	3,73
Sa8 / Sa_H2a	3	3,56
Sa4 / Sa_H3	4	3,71
Sa9 / Sa_H3a	5	3,56

6.2 Härte und Eindringmodul aus Nanoindentationsmessungen

Hier werden die Messdaten der Nanoindentationsmessungen dokumentiert. Details zum Messverfahren und zur Durchführung sind in Abschn. 5.3.2 beschrieben. In Tab. 6.10 sind alle aus den Nanoindenationsmessungen bestimmten Parameter zusammengefasst. Die Angaben der jeweiligen POISSON-Zahl stellen hierbei Ausnahmen dar. Diese Werte stammen aus der Literaturrecherche (s. Tab. 5.2).

Tabelle 6.10: *Ergebnisse der Nanoindentationsmessung.*

Messgröße	Saphir	Zirkonoxid	Wolframcarbid	100Cr6
<i>H_{IT}</i> / GPa	24,83 ± 0,23	16,48 ± 0,33	18,49 ± 0,25	10,32 ± 0,30
<i>HV</i>	2346,47 ± 22,11	1557,25 ± 31,06	1747,20 ± 23,68	974,77 ± 28,06
<i>h_c</i> / μm	0,907 ± 0,004	1,113 ± 0,011	1,051 ± 0,007	1,407 ± 0,020
<i>h_{max}</i> / μm	1,170 ± 0,004	1,411 ± 0,010	1,232 ± 0,007	1,661 ± 0,018
<i>h_c/h_{max}</i>	0,77	0,79	0,85	0,85
<i>E_{IT}</i> / GPa	367,87 ± 4,05	241,47 ± 2,53	493,99 ± 8,62	220,37 ± 2,66
<i>ν</i>	0,264 ± 0,051	0,266 ± 0,052	0,233 ± 0,031	0,293 ± 0,013
<i>E</i> / GPa	342,23 ± 3,77	224,38 ± 2,35	467,17 ± 8,15	201,50 ± 2,43
Anzahl gültiger Messungen	25 / 25	23 / 25	22 / 25	23 / 25

An dieser Stelle sei nochmal auf die in Abschn. 5.3.2 erläuterten Störeinflüsse verwiesen, in deren Folge die Messergebnisse der Nanoindentation ortsabhängig streuen können bzw. auch Ausreißer zu erwarten sind. Vor allem letztere wurden beobachtet (s. z.B. Abb. 6.1 und 6.2) und für die Auswertung aus dem jeweiligen Datensatz entfernt. Die einzige Ausnahme hinsichtlich des Auftretens von Ausreißern, sind die Messungen auf Saphir. Auf diesen Proben wurden keine überdurchschnittlich großen Indenationsabdrücke gefunden. Stattdessen konnten Risse beobachtet werden, die von den Ecken des Eindringkörpers ausgehen und in etwa die halbe Länge der Diagonalen des Eindrucks aufweisen (s. Abb. 6.3). Die Rissbildung ist jedoch bei einem sprödharten Material wie Saphir zu erwarten.



Abbildung 6.1: Beispiel für einen von drei Ausreißern bei den Nanoindentationsmessungen auf der ebenen WC-Probe (Kreis rechts, rot). Die Ergebnisse der übrigen 22 Messungen streuen deutlich weniger und sind im Vergleich auch kleiner. Ein Beispiel für eine solche Messung, ist im Kreis links (grün) zu sehen.

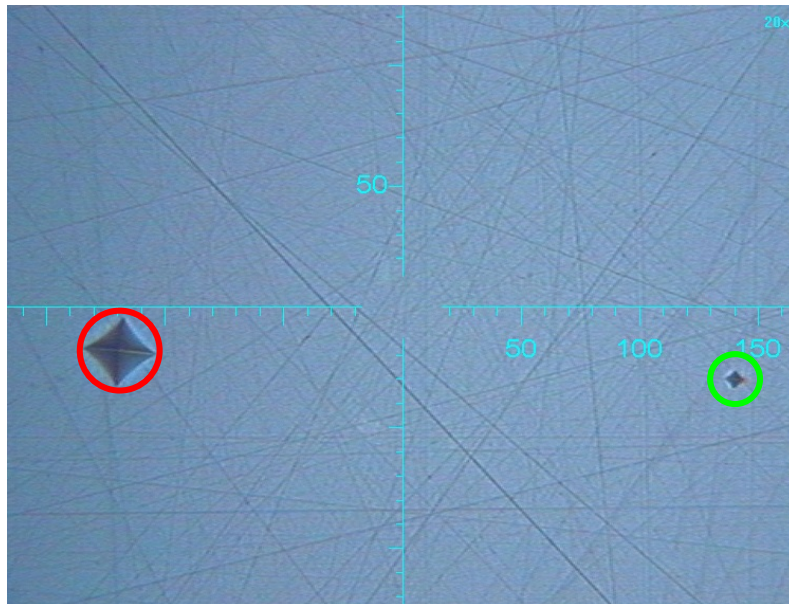


Abbildung 6.2: Beispiel für einen von zwei Ausreißern bei den Nanoindentationsmessungen auf der ebenen ZrO_2 -Probe (Kreis links, rot). Die Ergebnisse der übrigen 23 Messungen streuen deutlich weniger. Ein Beispiel für eine solche Messung, ist im Kreis rechts (grün) zu sehen.

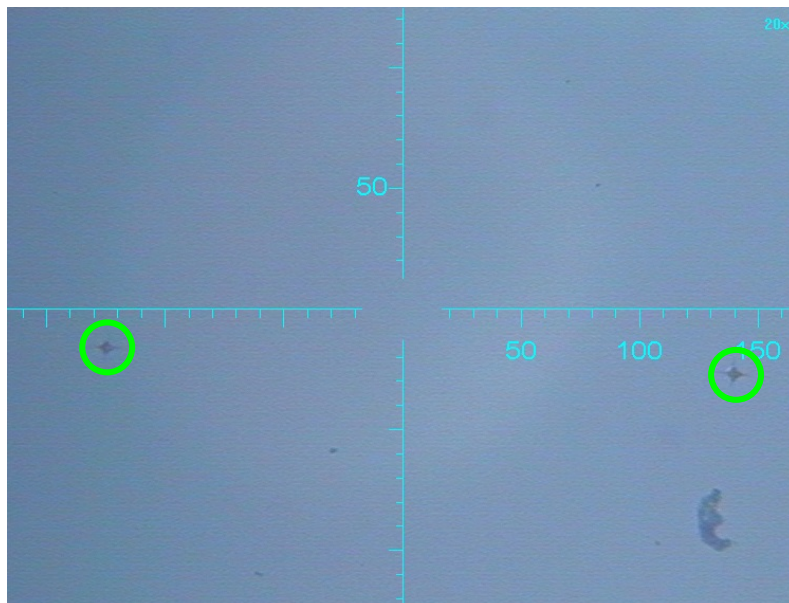


Abbildung 6.3: Zurückbleibenden Eindrücke nach Nanoindentationsmessungen auf der ebenen Saphir-Probe (Kreise). Die Messungen auf Saphir zeigten zwar Risse ausgehend von den Ecken des Eindringkörpers, jedoch keine Ausreißer in Form überdurchschnittlich tiefer Eindringungen wie bei den anderen Proben.

6.3 Gleitreibung

Im Folgenden werden Ergebnisse vorgestellt, die mit dem MT (techn. Details s. Abschn. 4.2.2) im Kugel–Ebene–Kontakt gewonnen wurden. Die Messgröße, der Gleitreibungskoeffizient, wird dabei als Funktion der Rauheit (Abschn. 6.3.1) und des Durchmessers (Abschn. 6.3.2) vorgestellt. Anschließend wird in Abschnitt 6.3.3 eine Zusammenfassung gegeben.

Eine Übersicht der Versuchsparameter, welche für die Messung der Gleitreibungskoeffizienten mit dem MT verwendet wurden, befindet sich in Tab. 6.11.

Tabelle 6.11: *Versuchsparameter für die Messung der Gleitreibungskoeffizienten mit dem MT.*

Parameter	Wert / Bereich
Normalkraft F_n	eine Reib–Last–Kurve pro Spur mit 10 Lasten im Bereich: 0,25 ... 2,5 mN
Zyklenzahl	≥ 12 reversierende Zyklen pro Last
Geschwindigkeit v	0,5 mm/s
Spurlänge	0,5 mm
Spuranzahl	≥ 7 Spuren je Probenpaar
Probenpaare	216

6.3.1 Abhängigkeit von der Rauheit

Die Gleitreibung bzw. der Gleitreibungskoeffizient wurde im Rahmen dieser Arbeit an einer Reihe von Materialpaarungen im Kugel–Ebene–Kontakt gemessen. Die verwendeten Kugeln verschiedenen Durchmessers und Materials wurden in ihrem (glatten) Lieferzustand belassen. Die ebenen Proben wurden hingegen durch manuelles Bearbeiten in ihrer Rauheit modifiziert (s. Abschn. 5.2). Dementsprechend konnte die Reibung (der Gleitreibungskoeffizient) in Abhängigkeit des Durchmessers, der Rauheit und der Materialpaarung untersucht werden. Zur Abhängigkeit von der Rauheit kann in der Literatur u.a. folgende Erklärung gefunden werden: auf sehr glatten Oberflächen, auf denen sich Wasser aus der Umgebungsluft befindet, kommt es infolge der großen realen Kontaktfläche sowie der Kapillarwirkung zwischen den Proben zu einer erhöhten Wechselwirkung, was zu hoher Gleitreibung führt. Mit zunehmender Rauheit schrumpft die reale Kontaktfläche und damit auch die Kapillarwirkung, was in der Folge zu einer Verringerung der Gleitreibung führt. Steigt die Rauheit weiter, wird ein Minimum der Gleitreibung erreicht. Steigt die Rauheit über diesen Punkt weiter an, können plastische Verformungen [84] und möglicherweise mechanische Verzahnungen einsetzen, die als Ursachen einer vergrößerten Gleitreibung vermutet werden. In den durchgeführten Experimenten konnte entsprechende Messwertverläufe für einige Materialpaarungen, wie z.B. für Saphir / Saphir, WC / Saphir und Al_2O_3 / Saphir beobachtet werden. Ein Beispiel für einen solchen Verlauf ist in Abb. 6.4 dargestellt. Hinweise zur Berechnung der Fehlerbalken befinden sich in Kap. H.

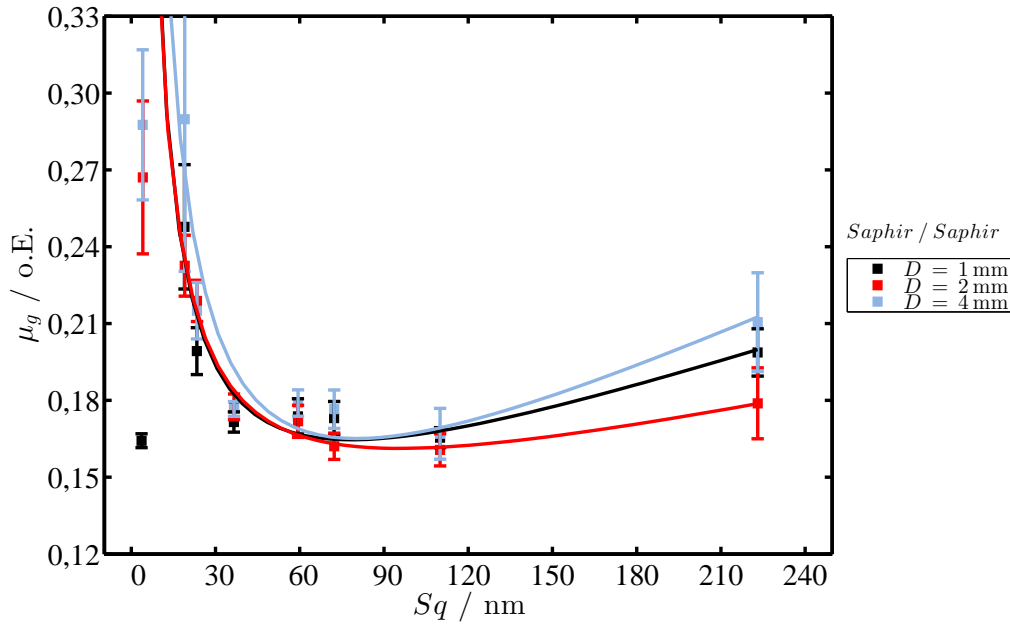


Abbildung 6.4: Gleitreibungskoeffizienten von Saphir / Saphir als Funktion von S_q . Außerdem ist eine Ausgleichskurve dargestellt, um die Verringerung, das Minimum und den Anstieg des Reibungskoeffizienten hervorzuheben.

Die Ausgleichskurven in Abb. 6.4 wurden ohne Berücksichtigung der glattesten Saphir-Ebene erzeugt, da die auf ihr gemessene Reibung bei verschiedenen Versuchen nicht gut reproduzierbar war. Die Ursache dafür wurde in der kristallinen Struktur von Saphir vermutet, die z.B. auch zu einer richtungsabhängigen Verschleißrate führen kann [143]. Daher wurde speziell an dieser Probe auch die Richtungsabhängigkeit der Reibung untersucht. In Abb. 6.5 ist der entsprechende Verlauf dargestellt, der in Schritten 5° gemessen wurde. Teilweise zeigen sich bereits signifikante Unterschiede, wenn die Probe um nur einen 5° Schritt weiter gedreht wurde. Die erwartete Periodizität von 60° , entsprechend der hexagonalen Kristallstruktur von Saphir in der C-Ebene, wurde nicht bestätigt. Dennoch zeigen diese Messungen eine starke Richtungsabhängigkeit des Gleitreibungskoeffizienten. Die gemessenen Werte liegen zwischen ca. 0,12 und 0,25, worin die Begründung liegt, den ersten Wert aus der Berechnung der Ausgleichskurven auszuschließen.

Dem gegenüber stehen Messergebnisse der Paarungen 100Cr6 / 100Cr6 und WC / WC (s. Abb. 6.6). Diese zeigen bei mittlerer Rauheit kein Minimum, sondern ein Maximum. Wiederum andere Probenpaarungen, WC / ZrO_2 und Al_2O_3 / ZrO_2 (s. Abb. 6.7) zeigen, bis auf Ausreißer, einen Trend zur monotonen Zunahme des Gleitreibungskoeffizienten mit steigender Rauheit. Betrachtet man die Angaben / Messergebnisse für Titancarbid (TiC) von BREGLIOZZI [84], so lag dort das Reibungsminimum bei $R_a < 1$ nm mit anschließendem monotonen Anstieg. Diese Beobachtung könnte einen Hinweis auf den Messwertverlauf in Abb. 6.7 liefern; Al_2O_3 und ZrO_2 sind wie TiC ebenfalls keramische Materialien, deren Reibungsminimum möglicherweise bei ähnlicher Rauheit liegt. Die glatteste ZrO_2 -Probe im Rahmen dieser Arbeit hat eine RMS-Rauheit $S_q \approx 5$ nm und liegt damit über dem genannten Wert der TiC-Proben in [84] und damit möglicherweise bereits im dort gefundenen Bereich des monotonen Anstiegs.

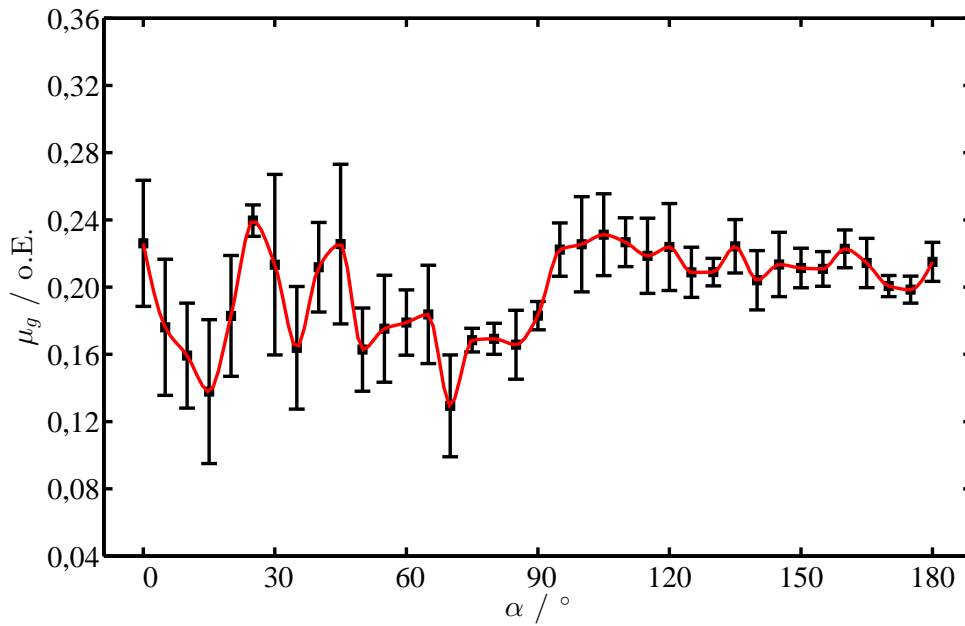


Abbildung 6.5: *CoF von Saphir / Saphir in Abhängigkeit der Reibrichtung α auf der glattesten Saphir-Ebene ($S_q = 1,68 \text{ nm}$). Der Verlauf der Datenpunkte ist mit einer angepassten Kurve hervorgehoben. Eine Periodizität entsprechend der sechszähligen Symmetrie von Saphir in der C-Ebene wurde nicht beobachtet. Die Fehlerbalken entsprechen Standardabweichung der zyklensweise bestimmten CoF in der jeweiligen Reibrichtung.*

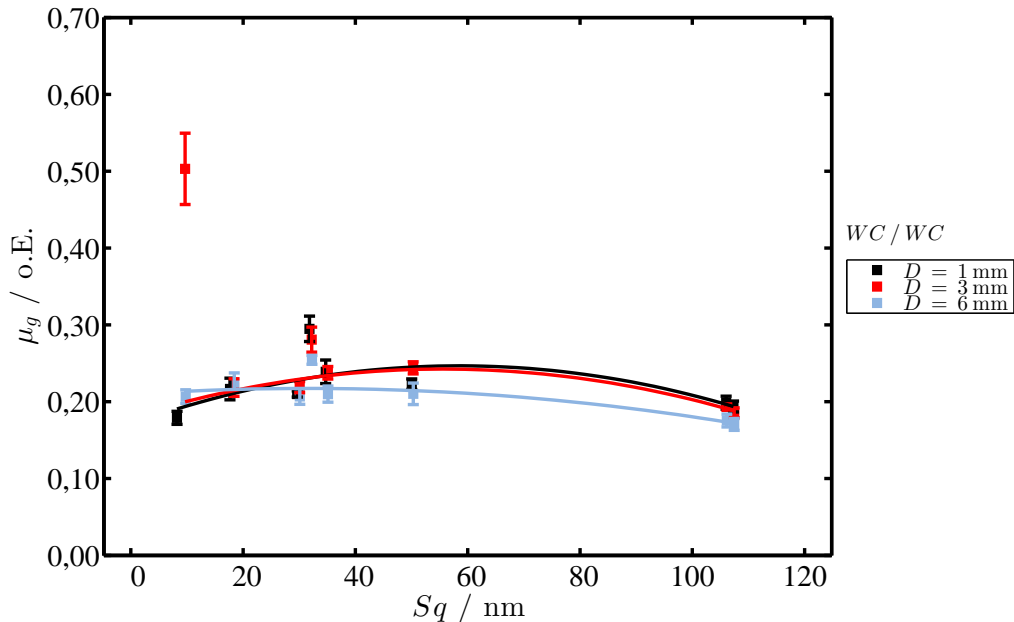


Abbildung 6.6: *Gleitreibungskoeffizienten von WC / WC in Abhängigkeit von S_q . Außerdem sind Ausgleichskurven dargestellt, um den Verlauf der Werte besser hervorzuheben. Im Gegensatz zu Saphir (Abb. 6.4), kann hier kein Minimum bei einer bestimmten Rauheit beobachtet werden, sondern ein Maximum.*

Betrachtet man die hier vorgestellten Messungen sowie Literaturangaben von Gleitreibungskoeffizienten, kann festgestellt werden, dass der Gleitreibungskoeffizient von der Rauheit abhängt,

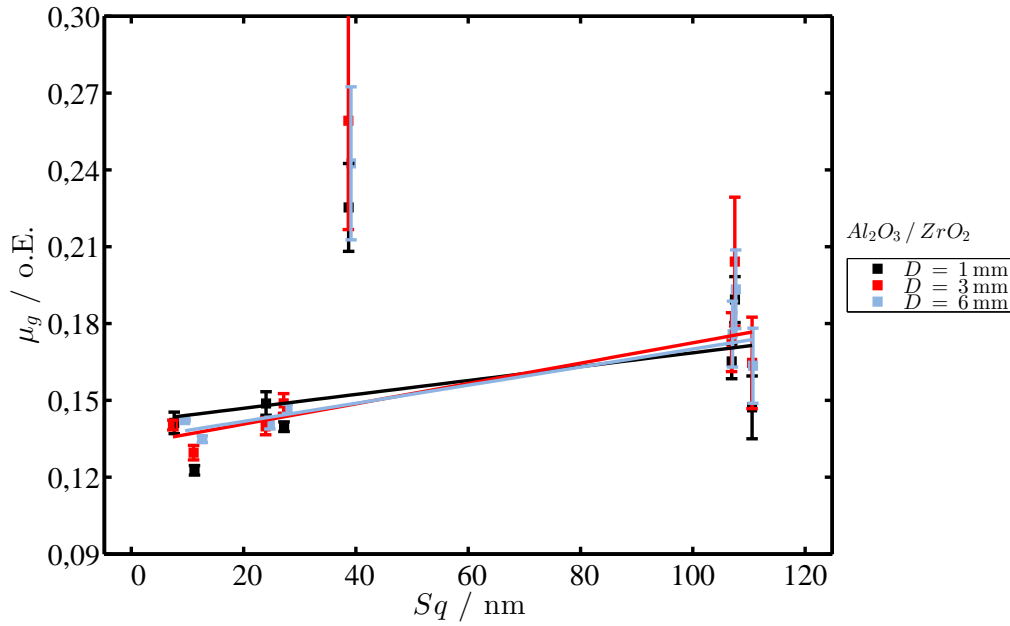


Abbildung 6.7: Gleitreibungskoeffizienten von Al_2O_3 / ZrO_2 in Abhängigkeit von S_q . Außerdem sind Ausgleichsgeraden dargestellt, um den Verlauf der Werte hervorzuheben. Auch hier kann im Gegensatz zu Saphir (Abb. 6.4) kein lokales Minimum beobachtet werden. Stattdessen zeigt sich ein linearer Anstieg von μ_g über S_q , mit Ausnahme der Ebene mit $S_q \approx 40$ nm.

aber kein allgemeingültiger charakteristischer Verlauf für alle Proben- / Materialpaare beobachtet werden kann. Zum einen gibt es markante Unterschiede zwischen verschiedenen Materialien bzgl. der Lage eines Reibungsminimums (z.B.: TiC / TiC bei $S_q \approx 0,7$ nm in [84], Saphir / Saphir bei $S_q \approx 50 \dots 100$ nm in den hier gemessenen Werten), zum anderen kann bei anderen Proben kein Minimum sondern ein Maximum (s. Abb. 6.4) oder auch ein monotoner Anstieg beobachtet werden (s. Abb. 6.7). Daneben können in den gezeigten Verläufen der Reibungskoeffizienten kleine Unterschiede in Abhängigkeit des Kugeldurchmessers erkannt werden. Ergebnisse dazu werden im nächsten Unterabschnitt vorgestellt.

6.3.2 Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse zur Abhängigkeit des Gleitreibungskoeffizienten vom Kugeldurchmesser präsentiert. Stellvertretend für die vollständige Materialmatrix (s. Kap. D), werden hier nur die Ergebnisse der Materialpaarungen Al_2O_3 / WC , $Al_2O_3 /$ Saphir und $WC /$ Saphir vorgestellt und diskutiert.

Den oben vorgestellten Kontaktmodellen entsprechend (s. Kap. 2.1, 2.2), sollten die Messdaten eine Zunahme der Reibung bzw. des Gleitreibungskoeffizienten mit zunehmenden Kugeldurchmesser zeigen, zumindest für den Fall glatter Proben. Dies begründet sich dadurch, dass für glatte Proben das HERTZsche Kontaktmodell gilt und entsprechend nach Glg. 2.1 die reale Kontaktfläche mit dem Krümmungsradius R ansteigt. Zusammen mit BOWDEN's und TABOR's Reibungsgesetz

$F_g = \tau_S \cdot A_{real}$ [53], kann daher eine Zunahme der Reibung mit steigendem Kugeldurchmesser erwartet werden. Im Gegensatz dazu, sollten raue Proben ein anderes Verhalten zeigen. Verschiedene Kontaktmodelle sagen voraus, dass die reale Kontaktfläche rauer Oberflächen direkt proportional zur Normalkraft ist (Glg 2.4). Daraus folgt, ebenfalls unter Zuhilfenahme von $F_g = \tau_S \cdot A_{real}$, dass der Gleitreibungskoeffizient für raue Proben mehr oder weniger unabhängig vom Durchmesser sein sollte.

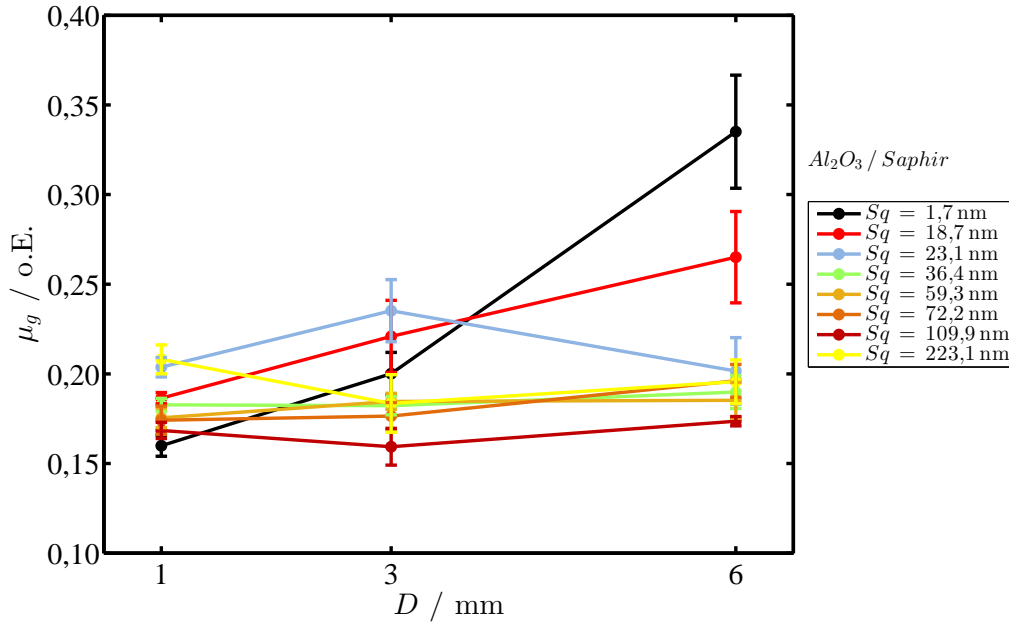


Abbildung 6.8: Gleitreibungskoeffizient von Al_2O_3 / Saphir als Funktion des Kugeldurchmessers D in Abhängigkeit von S_q . Die zwei Proben mit der geringsten Rauheit zeigen eine Zunahme des Gleitreibungskoeffizienten über den Durchmesser, wohingegen er für die übrigen Proben nahezu konstant ist.

Betrachtet man beispielsweise die Daten für Al_2O_3 / Saphir in Abb. 6.8 vor dem Hintergrund der oben formulierten Vermutung, so scheint diese richtig zu sein. Für die verhältnismäßig glatten Saphir-Ebenen mit Rauheitswerten von $S_q = 1,7 \text{ nm}$ und $18,7 \text{ nm}$ (Kurven in rot und schwarz) kann, gegenüber rauen Proben, ein Anstieg der Reibung mit dem Durchmesser erkannt werden; für Proben mit größerer Rauheit verliert sich dieser Trend. Insgesamt wurde dieses Verhalten bei folgenden Paarungen beobachtet: Al_2O_3 / Saphir, Saphir / Saphir, WC / Saphir und in Teilen auch bei ZrO_2 / ZrO_2 , wobei hier nicht so signifikant wie bei den zuvor genannten. Für die übrigen getesteten Paarungen konnte für den Fall glatter Proben kein Anstieg der Reibung mit dem Kugeldurchmesser beobachtet werden. Typischer war dahingegen eine konstante oder sogar leicht abfallende Reibung, unabhängig von der Rauheit der betreffenden Proben. In Abb. 6.9 ist dieses Verhalten am Beispiel von WC / WC dargestellt. Eine allgemeingültig Erklärung der Durchmesserabhängigkeit der Reibung mittels der HERTZschen Kontakttheorie in Verbindung mit dem Reibungsgesetz nach BOWDEN–TABOR wird von den vorliegenden Messdaten somit nicht gestützt.

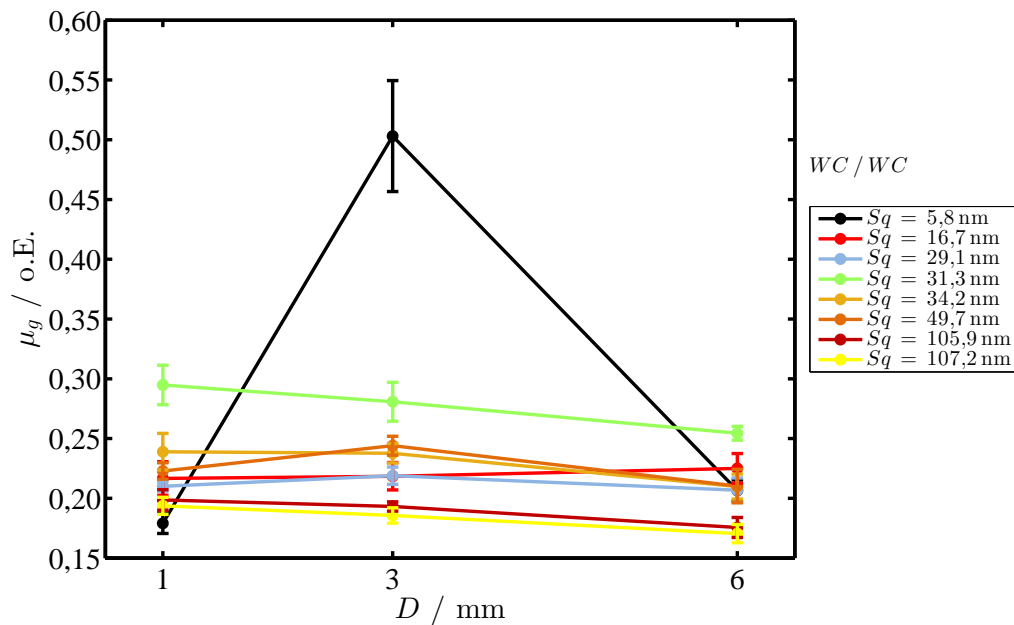


Abbildung 6.9: Gleitreibungskoeffizient μ_g von WC / WC als Funktion des Kugeldurchmessers in Abhängigkeit von S_q . Bis auf einen Ausreißer, zeigen diese Proben eine Verringerung von μ_g mit zunehmendem Durchmesser.

6.3.3 Kapitelzusammenfassung: MT

Nachdem in den obigen Unterabschnitten die Ergebnisse aus den Messungen mit dem MT vorgestellt und teils diskutiert wurden, sollen sie an dieser Stelle stichpunktartig zusammengefasst werden:

- Rauheitsabhängigkeit der Gleitreibung:
 - ein allgemeingültiger Zusammenhang zwischen Reibung und Rauheit (S_q) wurde im getesteten Bereich nicht gefunden
 - je nach Probenpaarung wurde ein Reibungsminimum oder –maximum beobachtet, für andere Probenpaarungen wiederum konnte de facto keine Abhängigkeit von der Rauheit beobachtet werden
- Durchmesserabhängigkeit der Gleitreibung:
 - bei ca. der Hälfte der getesteten Probenpaare konnte bei kleiner Rauheit der erwartete Anstieg des Gleitreibungskoeffizienten mit steigendem Durchmesser beobachtet werden
 - bei der anderen Hälfte gab es dieses Verhalten nicht; hier wurde eine mehr oder weniger konstante Reibung in Abhängigkeit des Durchmessers festgestellt
 - aus den Messdaten kann keine ausgeprägte Abhängigkeit vom Durchmesser abgelesen werden, die für alle Paarungen gültig ist

Weiterhin kann festgehalten werden, dass die Reibung eines Materialpaares in Abhängigkeit von Durchmesser und Rauheit, bis auf Ausnahmen, nur wenig variiert. Daher wurde in Tab. 6.12 das

Minimum, Maximum, der arithmetische Mittelwert sowie die Standardabweichung der jeweiligen Paarung zusammengestellt.

Tabelle 6.12: Minimum ($\mu_{g,min}$), Maximum ($\mu_{g,max}$), arithmetischer Mittelwert ($\overline{\mu_g}$) und Standardabweichung (σ_{μ_g}) der Gleitreibungskoeffizienten für die jeweiligen Materialpaare. Die Angaben beziehen sich jeweils auf alle Ebenen und Kugeln einer Materialkombination.

Kugel	Ebene	$\mu_{g,min}$	$\mu_{g,max}$	$\overline{\mu_g}$	σ_{μ_g}
100Cr6	100Cr6	0,492	0,665	0,596	0,046
WC	WC	0,170	0,503	0,229	0,063
WC	ZrO2	0,128	0,758	0,281	0,166
Al2O3	WC	0,167	0,364	0,218	0,044
WC	Saphir	0,135	0,289	0,201	0,032
Al2O3	Saphir	0,159	0,335	0,198	0,036
Saphir	Saphir	0,162	0,293	0,199	0,038
ZrO2	ZrO2	0,130	0,233	0,178	0,031
Al2O3	ZrO2	0,123	0,259	0,166	0,035

6.4 Numerische Untersuchung des Rollwiderstands

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der numerischen Untersuchung vorgestellt. Details zur Untersuchung befinden sich in Abschn. 4.3. Wie dort bereits erwähnt, wurde der freie Rollkontakt zwischen zwei Körpern untersucht, wobei ausschließlich die äußere Reibung, ausgedrückt durch den Gleitreibungskoeffizienten, als Dissipationsmechanismus Berücksichtigung fand. Die elastischen Parameter (E-Modul E_1 , POISSON-Zahl ν_1) des Referenzkörpers entsprechen in etwa denen von Al_2O_3 -Keramik. Die Parameter des zweiten Körpers E_2 und ν_2 wurden variiert, sodass der Rollwiderstandskoeffizient als Funktion $\mu_r(E_2, \nu_2)$ erhalten wurde. Entsprechende Diagramme sind in den Abb. 6.10 bis 6.12 dargestellt.

Die Diagramme von $\mu_r(E_2, \nu_2)$ wurden jeweils gleich skaliert, um einen direkten visuellen Vergleich zu haben. Bei (gemeinsamer) Betrachtung der drei Diagramme, sind zwei Dinge deutlich erkennbar: a) es existiert jeweils ein ausgeprägter flacher Bereich und b) führt ein zunehmender Gleitreibungskoeffizienten μ_g zu einer Verringerung des CoRR (bei festen Werten von E und ν).

Die flachen Bereiche sind eine Folge der hinreichend ähnlichen elastischen Parameter, bezogen auf die des Referenzmaterials. In diesem Bereich ist die relative Querdehnung beider Proben unter Last in etwa gleich, wodurch in der Kontaktfläche kaum Tangentialspannungen vorhanden sind (s. Abschn. 2.6), die zu einer Relativbewegung der Oberflächen und damit zur Dissipation durch äußere Reibung führen können. Anders ist dies außerhalb dieser Bereiche. Dort sind die elastischen Parameter beider Kontaktpartner hinreichend unterschiedlich, wodurch partielles Rutschen im Kontakt einsetzen kann, wenn es nicht durch die (Haft)Reibung gehemmt wird. Dieser Zusammenhang spiegelt sich in den Daten der Diagramme (Abb. 6.10 bis 6.12) wieder: mit

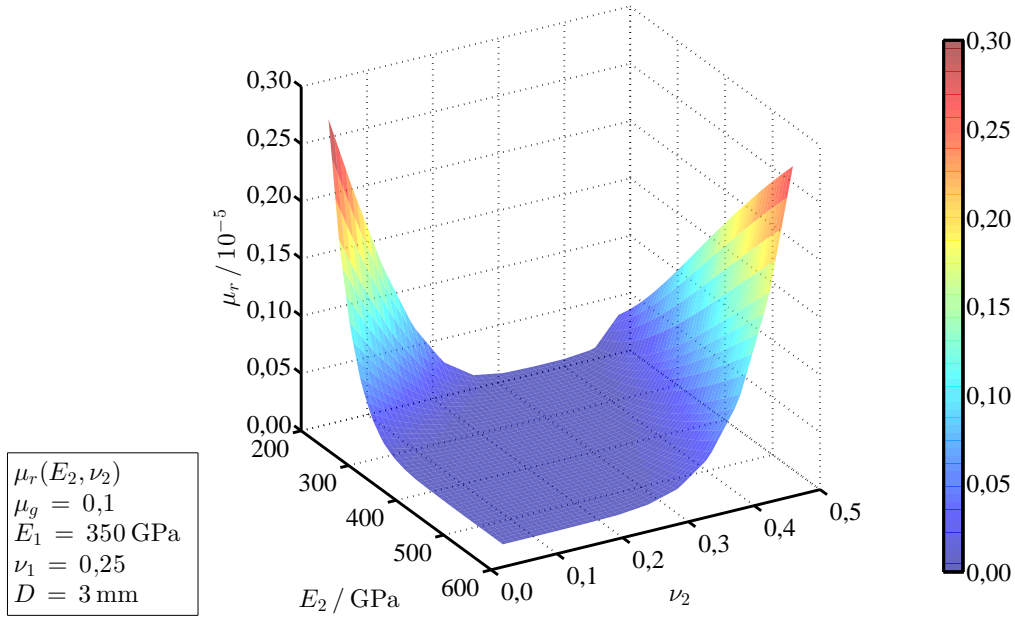


Abbildung 6.10: Rollwiderstandskoeffizient $CoRR$ als Funktion elastischer Materialparameter. Gleitreibungskoeffizient für diese Untersuchung: $\mu_g = 0,1$.

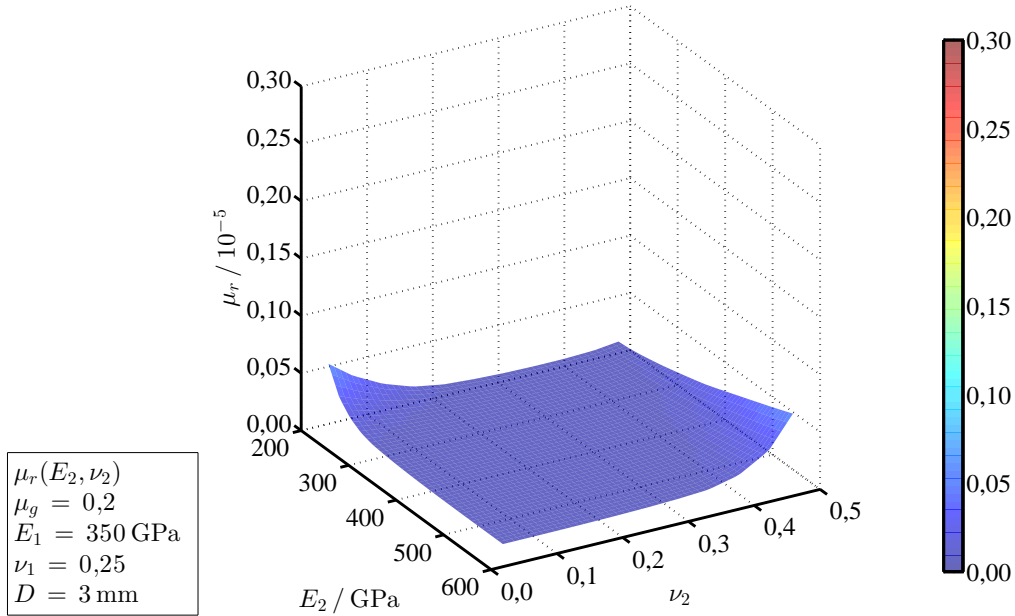


Abbildung 6.11: Rollwiderstandskoeffizient $CoRR$ als Funktion elastischer Materialparameter. Gleitreibungskoeffizient für diese Untersuchung: $\mu_g = 0,2$.

steigender Gleitreibung, wachsen auch die flachen Bereichen. Ein Punkt der aus den Diagrammen nicht abgelesen werden kann, ist der Sonderfall von exakt gleichen elastischen Parametern. In diesem Fall verschwindet die relative Querdehnung im Kontakt, sodass Rollreibung im REYNOLDSschen Sinn nicht auftreten kann und dementsprechend der Rollwiderstand / die Rollreibung trivialerweise unabhängig vom Gleitreibungskoeffizienten null ist.

Um die besagte Abnahme des Rollwiderstands mit zunehmender Gleitreibung besser sichtbar zu machen, wurden weitere Untersuchungen durchgeführt. Die elastischen Parameter wurde dabei so

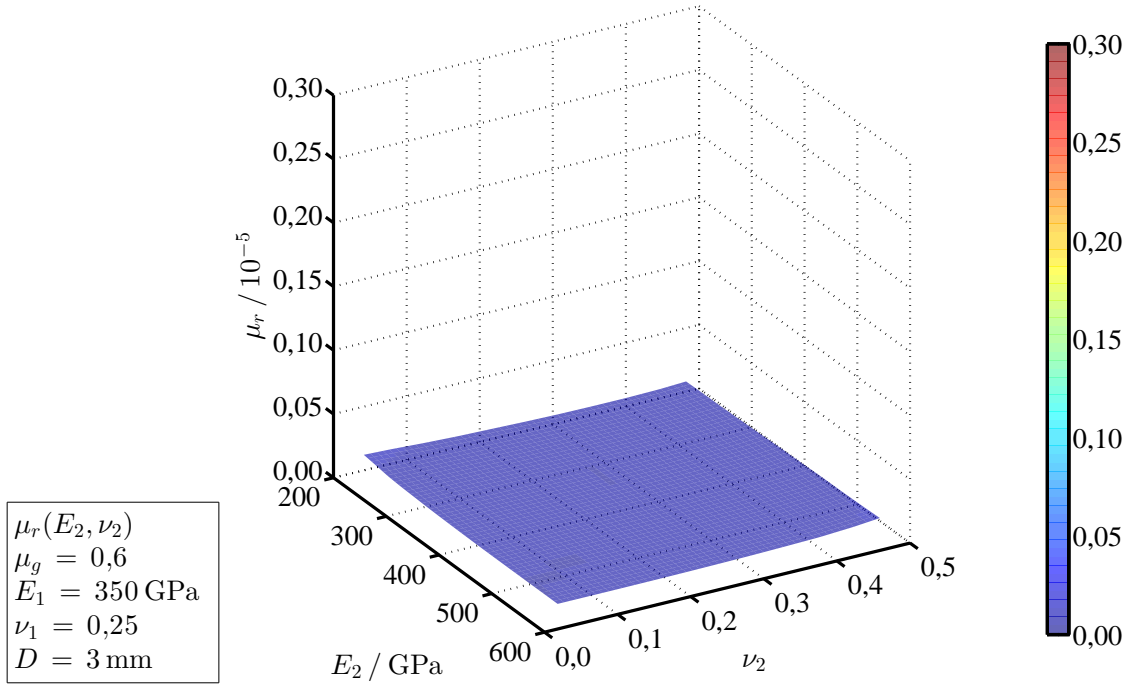


Abbildung 6.12: Rollwiderstandskoeffizient $CoRR$ als Funktion elastischer Materialparameter. Gleitreibungskoeffizient für diese Untersuchung: $\mu_g = 0,6$.

gewählt, dass sie dem Rollkontakt von Stahl gegen Saphir entsprechen. Der fiktive Gleitreibungskoeffizient der Paarung wurde zwischen $0,05 \dots 1,0$ variiert und Widerstands–Last–Kurven für Normalkräfte zwischen $0,03 \dots 1,0 \text{ N}$ berechnet. Der Kugeldurchmesser wurde dabei wie zuvor auf 3 mm gesetzt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.13 dargestellt und zeigen eine schnelle Abnahme des Rollwiderstands mit steigendem Gleitreibungskoeffizienten.

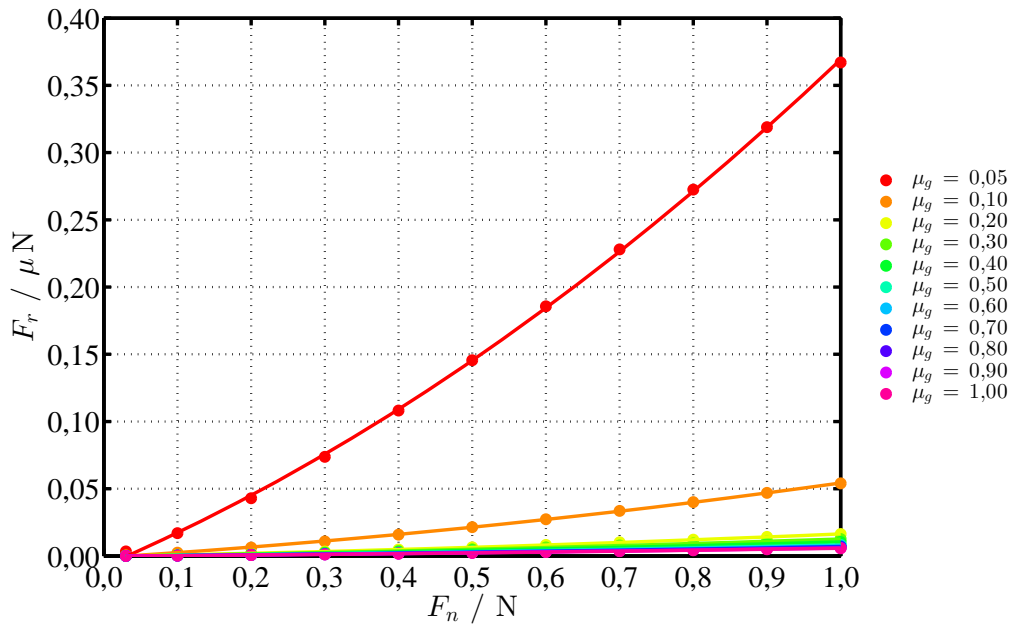


Abbildung 6.13: Rollwiderstand als Funktion der Normalkraft und der äußeren Reibung im Kontakt. Die elastischen Parameter wurden für diese Untersuchung so gewählt, dass sie der Paarung von Stahl / Saphir entsprechen.

Kurz zusammengefasst, zeigen die numerischen Untersuchungen zwei Dinge: a) je größer die Gleitreibung, desto kleiner der Rollwiderstand; b) je unterschiedlicher die elastischen Parameter, desto größer der Rollwiderstand.

6.5 Rollwiderstand

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse aus der Rollwiderstandsmessung präsentiert, die im Ebene–Kugel–Ebene–Kontakt gewonnen wurden. Gemessen wurde mit dem RRT, dessen technische Details im Abschnitt 4.2.1 dargestellt sind. Mit dem Gerät wurde der Rollwiderstandskoeffizient CoRR für unterschiedliche Materialkombinationen in Abhängigkeit von Rauheit (Abschn. 6.5.1) und Kugeldurchmesser (Abschn. 6.5.2) bestimmt. Er wurde, wie bei den Gleitreibungsmessungen, als Anstieg von Widerstands–Last–Kurven ermittelt, wobei der Widerstand F_r für jede Last F_n (30 . . . 300 mN) an mindestens sieben verschiedenen Orten auf den Proben gemessen wurde. Pro Last und Ort wurden zwölf reversierende Zyklen gefahren, wobei die ersten beiden von der Auswertung ausgeschlossen wurden. Diese zeigten ein Einlaufverhalten, was jedoch kein Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit ist. Dementsprechend sind die in den Widerstands–Last–Kurven dargestellten Datenpunkte (F_r / F_n) die arithmetischen Mittelwerte über die jeweils letzten zehn Zyklen. Der Anstieg der ortsabhängig gemessenen Widerstands–Last–Kurven wurde durch Anpassung von Ausgleichsgeraden berechnet. Deren Mittelwert und Standardabweichung wurden wiederum als CoRR bzw. Streuung / Fehler des jeweiligen Probenpaares interpretiert.

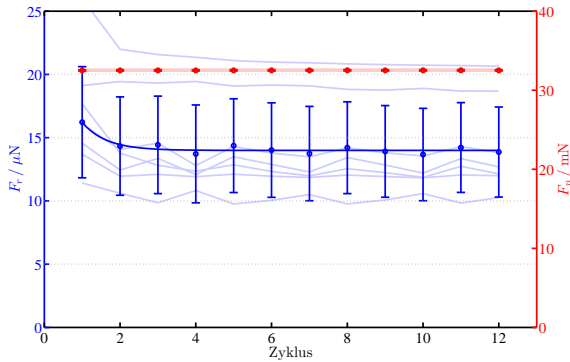


Abbildung 6.14: *Beispiel für das Einlaufverhalten beim freien Rollen von Saphir-Kugel ($D = 2$ mm) / Saphir-Ebene ($S_q \approx 223$ nm).*

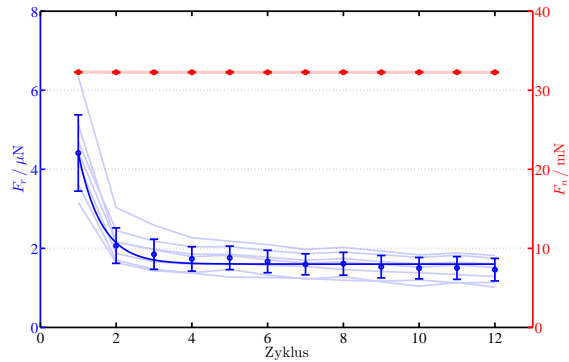


Abbildung 6.15: *Beispiel für das Einlaufverhalten beim freien Rollen von Al_2O_3 -Kugel ($D = 3$ mm) / ZrO_2 -Ebene ($S_q \approx 38,2$ nm).*

Die Abbildungen 6.14 und 6.15 zeigen Beispiele für das Einlaufverhalten der gemessenen Tangentialkraft F_t von Saphir / Saphir und ZrO_2 / Al_2O_3 an den verschiedenen Messorten (blass dargestellte blaue Kurven). Zusätzlich dargestellt sind arithmetisch gemittelte Kurven mit Fehlerbalken (dunkelblau), deren Verlauf zur besseren Sichtbarkeit jeweils mit einer Fit-Funktion der Form $F_t = F_\infty + \hat{F} \cdot e^{-a \cdot c}$ ($c = \text{Zyklusnummer}$) angepasst wurde. Details zur Berechnung

der Fehlerbalken befinden sich in Kap. H. Trotz der Unterschiede (Material, Rauheit, Durchmesser), kann für alle Probenpaare das gleiche prinzipielle Einlaufverhalten beobachtet werden: in den ersten beiden Zyklen nimmt der Rollwiderstand sehr schnell ab und stabilisiert sich um einen Mittelwert. Die Normalkräfte für jeden Zyklus sind ebenfalls dargestellt. Diese sind über die Zyklen konstant, da die Normalkraft aktiv geregelt wurde, sodass die obigen Aussagen / Beschreibung zur die Widerstandskraft direkt auf den Rollwiderstandskoeffizienten übertragbar sind.

Nach den einleitenden Ausführungen zu den Messungen, folgt nun die Präsentation der Messergebnisse zur Abhängigkeit des Rollwiderstands von Rauheit und Durchmesser. Daran anschließend wird in Abschn. 6.5.3 eine Zusammenfassung zu den RRT-Messungen gegeben. Die verwendeten Messparameter sind in Tab. 6.13 zusammengestellt.

Tabelle 6.13: *Versuchsparameter für die Messung der Rollwiderstandskoeffizienten mit dem RRT.*

Parameter	Wert / Bereich
Normalkraft F_n	eine Widerstands–Last–Kurve pro Spur mit 10 Lasten im Bereich: 30 ... 300 mN
Zyklenzahl	≥ 12 reversierende Zyklen pro Last
Geschwindigkeit v	0,5 mm/s
Spurlänge	1,0 mm
Spuranzahl	≥ 7 Spuren je Probenpaar
Probenpaare	368

6.5.1 Abhängigkeit von der Rauheit

In diesem Unterabschnitt werden Ergebnisse der Rollwiderstandsmessung als Funktion der Rauheit vorgestellt. Über deren Verlauf, auch in Abhängigkeit des Kugeldurchmessers, wurde bereits im Kapitel 3.1 spekuliert. Erwartet wird ein Anstieg des Widerstands mit zunehmender Rauheit, falls innerer Verluste eine größerer Rolle spielen, als der Einfluss äußerer Reibung (Schlupf). Stellvertretend für die gesamte Materialmatrix, sind Beispiele zur Rauheitsabhängigkeit des CoRR für folgende Materialpaarungen dargestellt: Saphir / Saphir (Abb. 6.16), 100Cr6 / 100Cr6 (Abb. 6.17) und WC / WC (Abb. 6.18). Zusätzlich enthalten die Abbildungen Ausgleichsgeraden der Messdaten, Angaben zur Qualität der Fits bzw. zur Streuung der Fit–Parameter. Die Messdaten zeigen jeweils einen deutlichen Trend: der CoRR wächst mit zunehmender Rauheit. Bis auf Ausnahmen, kann sogar von einem monotonen linearen Anstieg gesprochen werden. Weiterhin zeigen die Messdaten, dass der CoRR bei gegebener Rauheit mit zunehmenden Kugeldurchmesser / –radius sinkt. Dieses charakteristische Verhalten kann nicht nur in der obigen Auswahl kristalliner (Saphir / Saphir, Abb. 6.16), metallischer (100Cr6 / 100Cr6, Abb. 6.17) oder keramischer Proben (WC / WC, Abb. 6.18) beobachtet werden, sondern bei allen getesteten Paarungen der Materialmatrix, was in Abb. 6.19 ersichtlich ist. Eine vollständige Übersicht der Messdaten für alle Tribopaare befindet sich im Kapitel B.

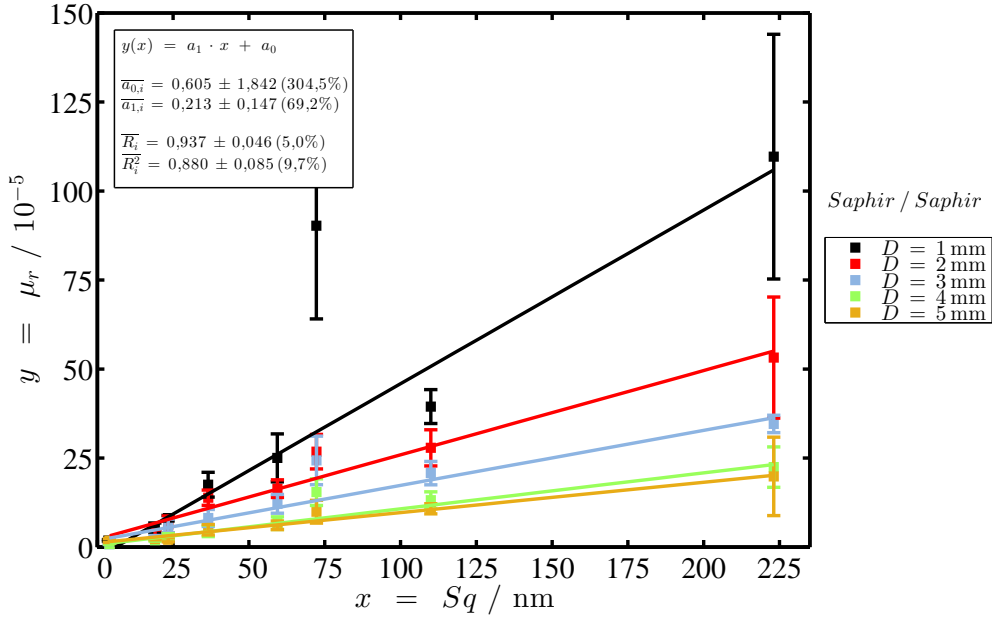


Abbildung 6.16: CoRR von Saphir-Kugeln / Saphir-Ebenen als Funktion des Rauheitswerts S_q . Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.

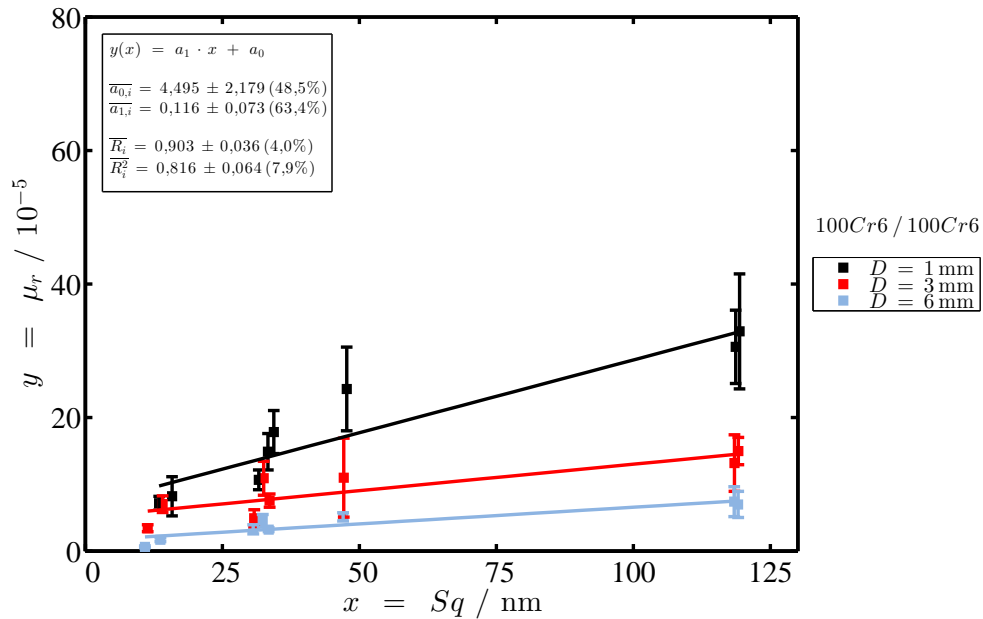


Abbildung 6.17: CoRR von 100Cr6-Kugeln / 100Cr6-Ebenen als Funktion des Rauheitswerts S_q . Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass der Rollwiderstand über alle getesteten Materialkombinationen und Durchmesser hinweg linear von der Rauheit abhängig ist (s. Abb. 6.19). Aufgrund der Fülle an Messdaten in Abb. 6.19, sind die einzelnen Verläufe nicht mehr gut erkennbar, weshalb eine statistische Auswertung der Korrelationskoeffizienten R in Abb. 6.20 dargestellt ist. Darin befindet sich in schwarz/grau die normierte Verteilung der Korrelationskoeffizienten in Form eines Histogramms. Rot überlagert ist die kumulierte Verteilung der Korrelationskoeffizienten dargestellt, welche ebenso auf die Gesamtanzahl der Messungen (Ausgleichsgeraden)

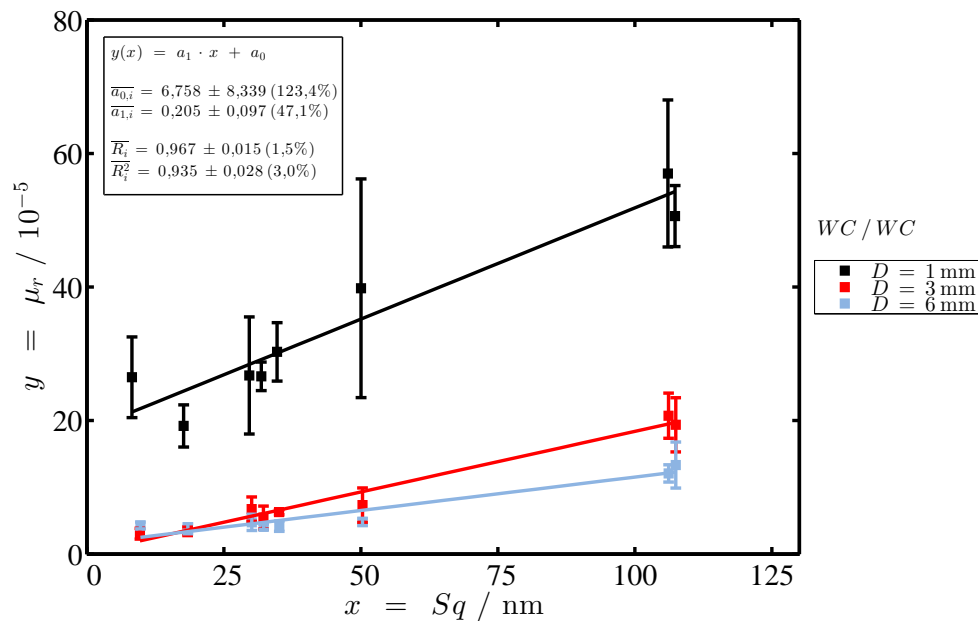


Abbildung 6.18: *CoRR von WC-Kugeln / WC-Ebenen als Funktion des Rauheitswerts S_q . Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.*

normiert wurde und in Prozent dargestellt ist. Der kumulierten Verteilung zufolge, ist für ca. 85% der Messungen $R \geq 0,9$, worin die gute Anpassung der Ausgleichsgeraden an die Messdaten, und damit der lineare Zusammenhang zwischen CoRR und Rauheit, zum Ausdruck kommt.

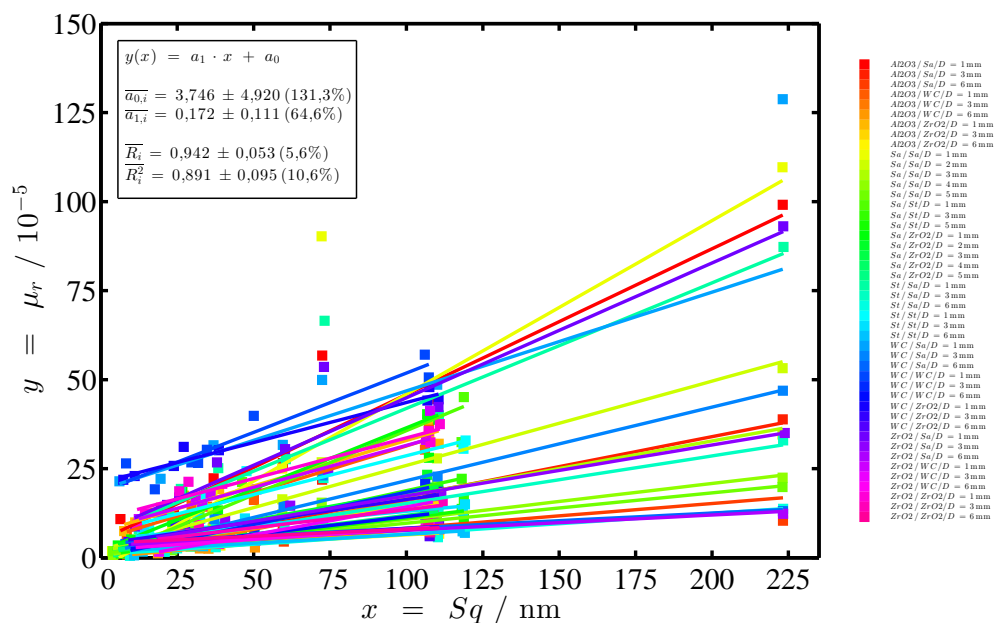


Abbildung 6.19: *CoRR aller getesteten Materialpaarungen als Funktion von S_q und in Abhängigkeit des Kugeldurchmessers als Parameter. Zusätzlich sind Ausgleichsgeraden dargestellt.*

Eine Frage die sich im Zusammenhang mit dem linearen Zuwachs des CoRR über S_q stellt, ist die Lage der Achsenabschnitte und damit nach einer Art festen Widerstand, der unabhängig

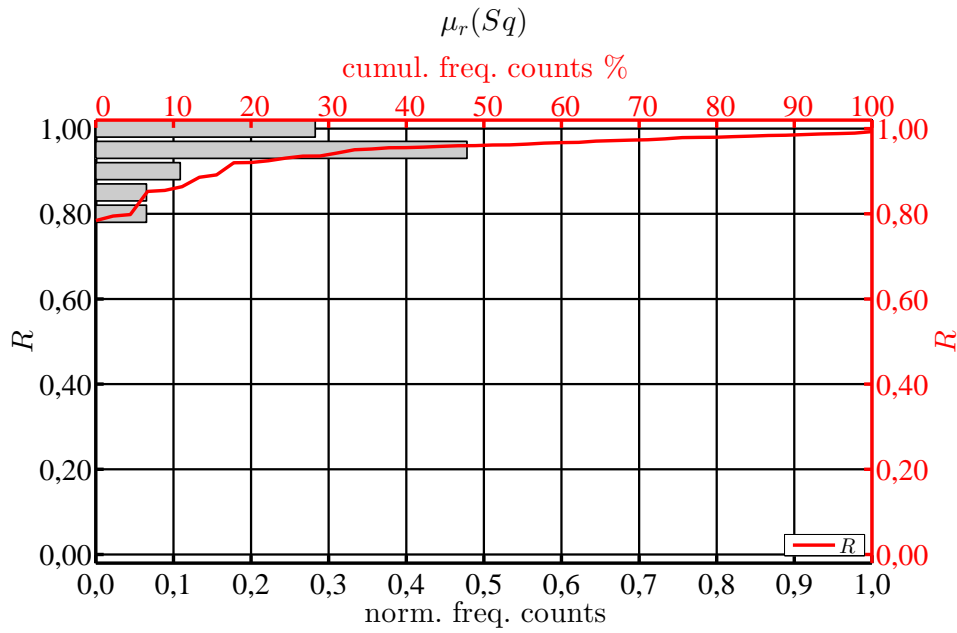


Abbildung 6.20: Verteilung der Korrelationskoeffizienten der Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion von S_q aller getesteten Materialpaarungen.

von der Rauheit immer überwunden werden muss. Zur Beantwortung der Frage wurden die Achsenabschnitte in gleicher Weise dargestellt, wie schon die Korrelationskoeffizienten. Aus der kumulierten Verteilungsfunktion über alle Messungen (s. Abb. 6.21) ergibt sich der Median der Achsenabschnitte zu ca. $2 \cdot 10^{-5}$. Der CoRR verschwindet demnach nicht bei Null Rauheit ($S_q = 0$), weshalb davon ausgegangen werden muss, dass beim freien Rollen harter Wälzkörper die Rauheit nicht die alleinige Ursache des Widerstands ist, aber unter den gegebenen Versuchsbedingungen einen dominanten Einfluss hat.

Ein weiterer Einfluss auf den CoRR hat der Kugeldurchmesser, was bereits oben erwähnt wurde und z.B. in Abb. 6.16 gut erkennbar ist. Weitere Details zu dieser Abhängigkeit werden im nächsten Abschnitt gegeben.

6.5.2 Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser

Nach dem im vorherigen Abschnitt bereits kurz auf die Abhängigkeit des Rollwiderstands bzw. des Rollwiderstandskoeffizienten CoRR vom Kugeldurchmesser eingegangen wurde, sollen in diesem Abschnitt detailliertere Ergebnisse gezeigt werden.

Aus dem Stand der Forschung (Kap. 2) gehen für die Abhängigkeit des Rollwiderstandskoeffizienten CoRR vom Durchmesser (genauer vom Radius) zwei Potenzgesetze hervor. Beide können in der Form $\mu_r \propto \frac{1}{R^a}$ dargestellt werden. Dabei folgt aus der Theorie der MA der Exponent $a = 1$ (s. Abschn. 2.3) und für den aus BIKERMAN's Formeln abgeleiteten Ausdruck (Glg. 2.24 in Abschn. 2.7) folgt $a = 1/2$. Um einen Bezug zu den Messdaten des Autors herzustellen, eigenen sich doppelt-logarithmische Diagramme. Aus den entsprechenden Ausgleichsgeraden können die jeweiligen Exponenten a ermittelt werden, welche dem Absolutwert der Fit-Koeffizienten a_1

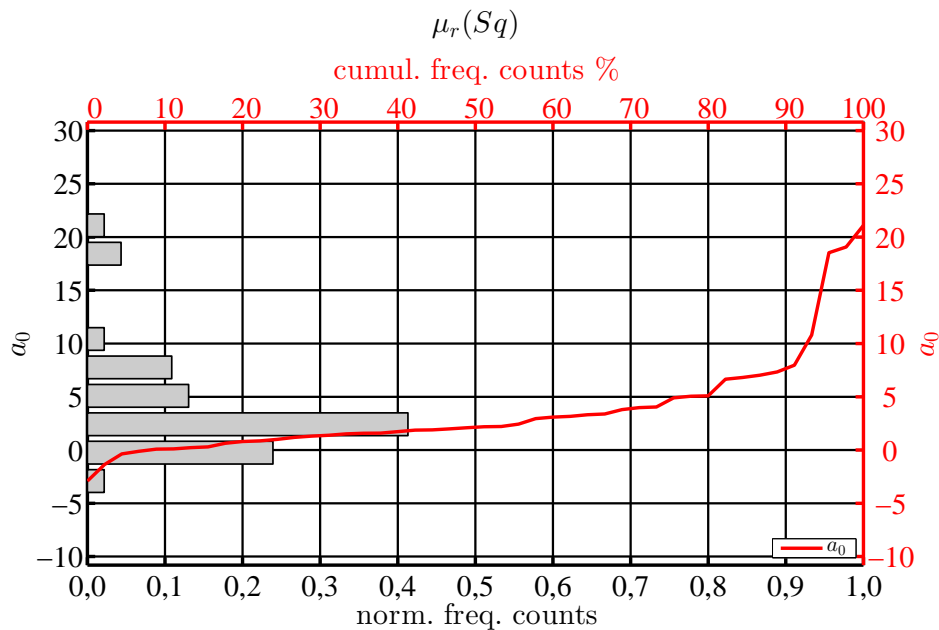


Abbildung 6.21: Verteilung der Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion von S_q aller getesteten Materialpaarungen. Der Median der Verteilung liegt bei ca. $2 \cdot 10^{-5}$.

entsprechen. Beispiele für solche Diagramme sind für die Paarung ZrO_2 / ZrO_2 in Abb. 6.22 und für 100Cr6 / Saphir in Abb. 6.23 dargestellt.

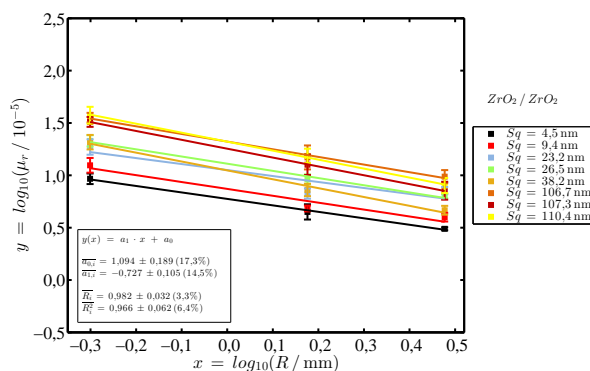


Abbildung 6.22: Doppelt-logarithmische Darstellung des CoRR von ZrO_2 -Kugeln / ZrO_2 -Ebenen als Funktion des Radius' und Parameters S_q .

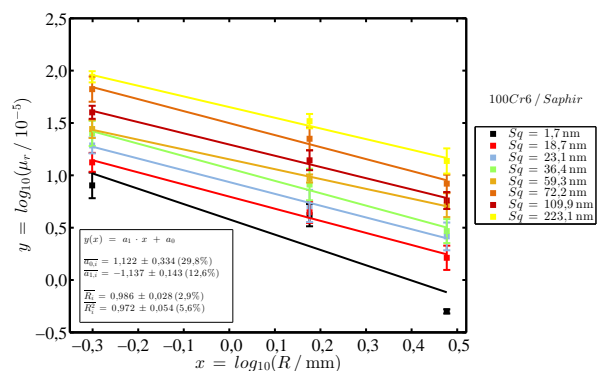


Abbildung 6.23: Doppelt-logarithmische Darstellung des CoRR von 100Cr6-Kugeln / Saphir-Ebenen als Funktion des Radius' und Parameters S_q .

Aus den Koeffizienten a_1 der Ausgleichsgeraden in den Abb. 6.22 und 6.23 ergeben sich, über jeweils alle Oberflächenrauheiten gemittelt, folgende Mittelwerte des Exponenten:

$\bar{a} = 0,73$ für ZrO_2 / ZrO_2 bzw. $\bar{a} = 1,14$ für 100Cr6 / Saphir. Wird dieselbe Betrachtung für die gesamte Materialmatrix durchgeführt, ergibt sich für die (materialspezifisch) gemittelten Exponenten folgendes Bild: für die Paarung von Saphir-Kugeln / 100Cr6-Ebenen ergab sich der

minimale Exponent $\bar{a}_{min} = 0,57$; für den genau umgekehrten Fall, 100Cr6-Kugeln / Saphir-Ebenen, ergab sich der maximale Exponent $\bar{a}_{max} = 1,14$.

Werden alle 112 Ausgleichsgeraden der 368 Kugel-Ebene-Paare der Materialmatrix einzeln gemittelt, ergibt sich $\bar{a}_{all} = 0,88 \pm 0,21$ sowie der Median $a_{med} = 0,86$. Ein Aussage über die Güte des Potenzgesetzes als Modellgleichung für die Abhängigkeit des CoRR vom Radius bei gegebener Rauheit kann, wie bereits oben ausgeführt, aus der Verteilungsfunktion gewonnen werden. Aus der kumulierten Darstellung ist ersichtlich, dass für über 90% aller Messreihen ein Korrelationskoeffizient $R \geq 0,9$ erreicht wird (s. Abb. 6.24).

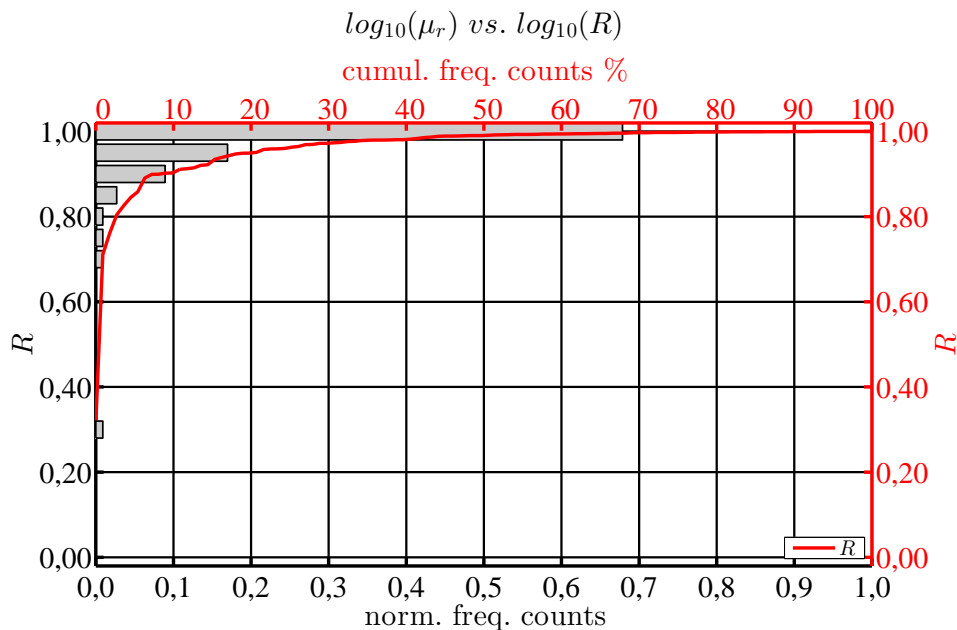


Abbildung 6.24: Verteilung der Korrelationskoeffizienten R der logarithmischen Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion des Radius' und der Rauheit S_q als Parameter für alle getesteten Materialpaarungen.

In Analogie zur Verteilungsfunktion der Regressionskoeffizienten in Abb. 6.24, ist in Abb. 6.25 die Verteilungsfunktion der Exponenten a dargestellt, worin die Streuung der Werte besser sichtbar wird. Daran wird deutlich, dass es offenbar nicht möglich ist, ein Potenzgesetz der Form $\frac{1}{R^a}$ mit einem allgemeingültigen Exponenten a anzugeben, der für alle Materialien, Rauheiten und Durchmesser gültig ist. Soll dennoch ein Wert für a angegeben werden, der auf einem Modell basiert, dann wäre dies $a = 1$ gemäß der MA, da er näher am oben bestimmten Mittelwert $\bar{a}_{all} = 0,88$ sowie innerhalb der Grenze von plus einer Standardabweichung $0,88 + 0,21 = 1,09$ liegt; im Gegensatz zur Vorhersage aus BIKERMAN's Modell mit $a = 0,5$.

6.5.3 Kapitelzusammenfassung: RRT

Die Ergebnisse zum Rollwiderstand wurden im Hinblick auf zwei Einflussfaktoren vorgestellt: die Abhängigkeit von der Rauheit (Abschn. 6.5.1) und die Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser / -radius (Abschn. 6.5.2). Bezüglich der Durchmesserabhängigkeit wurde eine exponentielle Abnahme

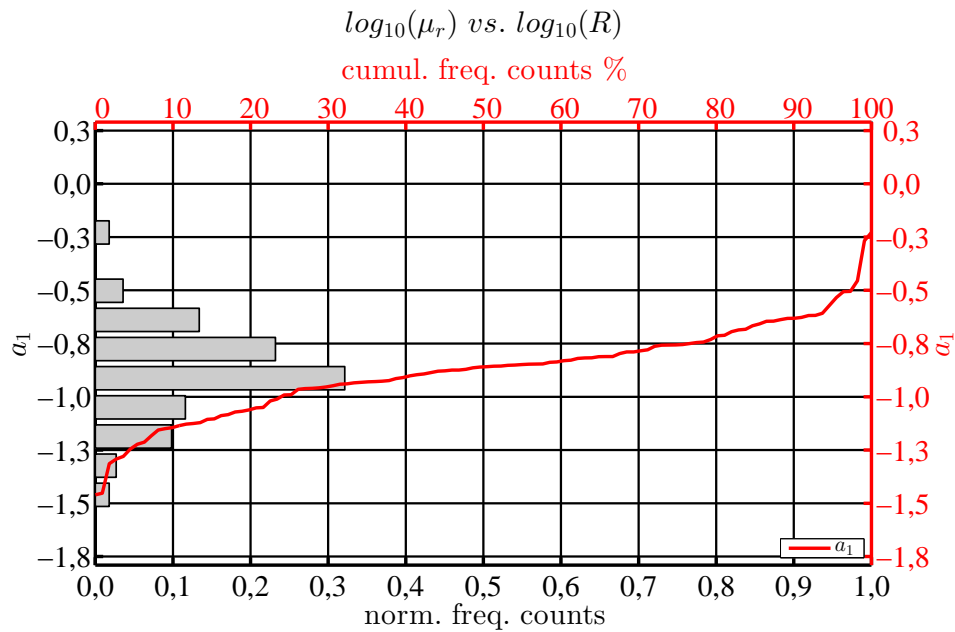


Abbildung 6.25: Verteilung der Anstiege der Ausgleichsgeraden des CoRR als Funktion des Radius' für alle getesteten Materialpaarungen.

des Rollwiderstands gefunden, wobei der Exponent im Mittel knapp unter Eins liegt und die Rauheit als Parameter auftritt, welcher den Funktionsverlauf skaliert. Im Gegensatz dazu, wurde für die Abhängigkeit des Rollwiderstands von der Rauheit (S_q) ein linearer Verlauf gefunden. Der Durchmesser D trat hier als Parameter auf, der vorrangig den Anstieg der linearen Verläufe bestimmte. Weiterhin wurde, im Mittel über alle Materialpaare, ein positiver Achsenabschnitt gefunden, der darauf hindeutet, dass es eine Art Grundrollwiderstand gibt, der auch in Abwesenheit von Rauheit ($S_q = 0$) auftritt, aber den vorliegenden Messdaten zufolge eine untergeordnete Rolle spielt. Beide Abhängigkeiten, mit der jeweils anderen Größe als Parameter, legen nahe, dass zur weiteren Analyse des Rollwiderstands, weder die Betrachtung von $\mu_r(R)$, noch die von $\mu_r(S_q)$ ausreicht; es müssen vielmehr beide zusammen als $\mu_r(R, S_q)$ betrachtet werden. Der Ausdruck $\mu_r(R, S_q)$ muss dementsprechend die lineare Abhängigkeit von S_q sowie den potenzgesetzförmigen Verlauf von R darstellen können. Naheliegend ist daher ein funktionaler Zusammenhang in der Form von:

$$\mu_r(R, S_q) = \frac{\mu_{Sq} \cdot S_q + \mu_0}{R^a} \quad (6.1)$$

Werden die Messdaten von z.B. Saphir / Saphir dementsprechend dargestellt und die Funktion (Glg. 6.1) angepasst, ergibt sich das Bild in Abb. 6.26. Die darin angegebenen Fit-Parameter zeigen eine nahezu perfekte Abnahme des CoRR mit $1/R$, was man an $a \approx 1$ ablesen kann und wie man es auch gemäß der Theorie der MA erwarten würde. Der Offset $\mu_0 \approx 0$ für $S_q = 0$ legt einen mit der Rauheit verschwindenden Rollwiderstand nahe, was in Realität sicherlich nicht zu erwarten ist, da auch perfekt glatten Oberflächen immer Verformungen beim Überrollen zeigen werden (z.B. HERTZscher Kontakt) und dementsprechend innere Verluste auftreten müssen. An dieser Stelle sei daran erinnert, dass es keine perfekt glatten Oberflächen gibt, da die untere Schranke das atomare Rauheitslimit ist, welches nicht unterschritten werden kann.

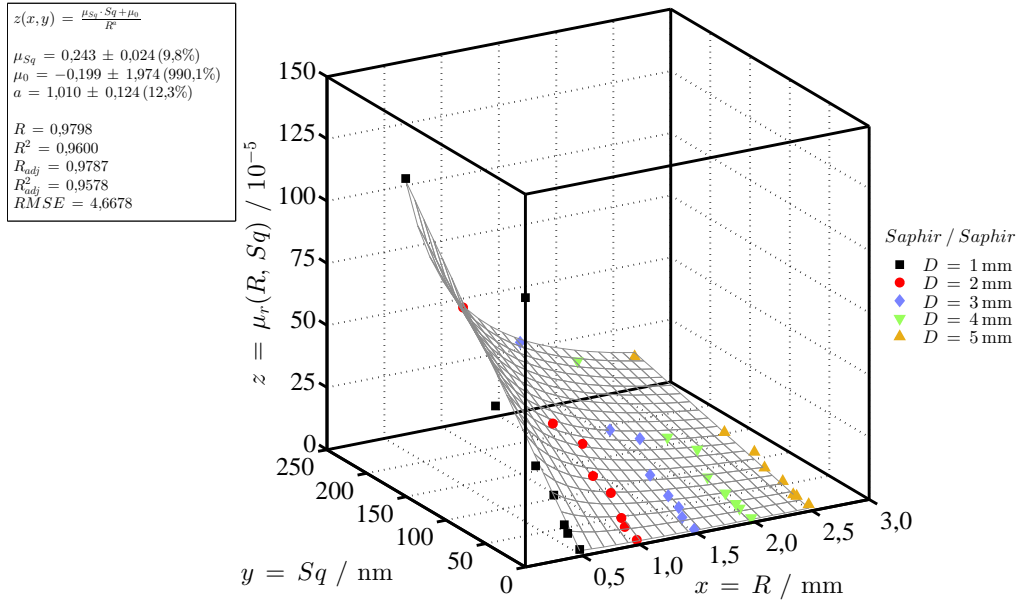


Abbildung 6.26: *CoRR als Funktion von Rauheit (S_q) und Kugelradius für die Materialpaarung Saphir / Saphir. Die Messdaten wurden mit der Funktion aus Glg. 6.1 angepasst. Die Fit-Ergebnisse sind nebenstehend dargestellt.*

Ein weiteres Beispiel für eine Darstellung von $\mu_r(R, S_q)$ befindet sich in Abb. 6.27 für das Materialpaar ZrO_2 / WC. An den Fit-Parametern wird wiederum die Abnahme von CoRR mit $1/R$ deutlich, wobei hier der Exponent $a < 1$ ist. Der Offset μ_0 ist größer Null, was zeigt, dass der Rollwiderstand für diese Paarung offenbar nicht mit der Rauheit verschwindet, und der Sensitivitätskoeffizient μ_{Sq} ist im Vergleich zum obigen Beispiel von Saphir / Saphir kleiner. Vor allem die letzten beide Punkte können als Hinweis verstanden werden, dass neben der Rauheit auch Materialeigenschaften an sich einen Einfluss auf den Rollwiderstand haben. Details dazu werden weiter unten im Abschn. 7.5 diskutiert.

An dieser Stelle soll nochmal auf die Messwertverläufe $\mu_r(S_q)$ der Materialpaarungen Saphir / Saphir und WC / WC in den Abb. 6.16 und 6.18 zurückgekommen werden. An den dort enthaltenen Ausgleichsgeraden wird deutlich, dass die Anstiege der Funktion $\mu_r(S_q)$ mit abnehmenden Durchmesser größer werden. Gleiches gilt auch für die Fehlerbalken / Streuung der Messpunkte; dort zeigt sich ebenso einen Trend zur Vergrößerung mit abnehmendem Durchmesser, was geometrisch einfach verstanden werden kann: kleinere Kugeln tasten die Unebenheiten und Rauspitzen besser ab als größere, weshalb letztere „ruhiger“ abrollen. Diese Aussage ist nicht nur für die genannten Materialpaare gültig, sondern kann auf alle anderen Proben der Materialmatrix übertragen werden, was in entsprechenden Graphen im Kapitel B des Anhangs dokumentiert ist. Mit diesem Ergebnis, sowie den oben bereits erwähnten Abhängigkeiten von $\mu_r(R)$ und $\mu_r(S_q)$, können die Ergebnisse der RRT-Messungen wie folgt zusammengefasst werden:

- CoRR steigt direkt (linear) proportional mit der Rauheit (S_q) und
- CoRR nimmt mit wachsendem Durchmesser einem Potenzgesetz folgend ab

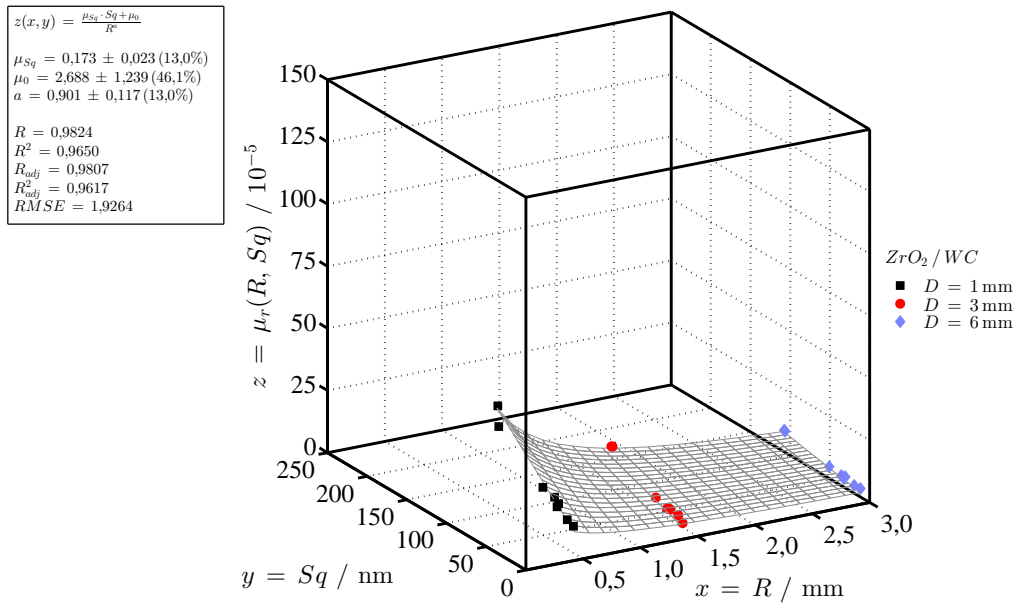


Abbildung 6.27: *CoRR als Funktion von Rauheit (S_q) und Kugelradius für die Materialpaarung ZrO_2 / WC . Die Messdaten wurden mit der Funktion aus Glg. 6.1 angepasst. Die Fit-Ergebnisse sind nebenstehend dargestellt.*

- je kleiner der Durchmesser, desto größer die Sensitivität des CoRR auf Rauheit und Imperfektionen der Oberfläche

Vor allem der letztere Punkt kann für den Betrieb von Servo-Achsen in realen Maschinen interessant sein, da dort u.a. Lager oder Führungen eingesetzt werden, die auf Wälzkörpern basieren. Diesbezüglich wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen zur Regelungsabweichung an einer Servo-Achse (GLPS) im Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt durchgeführt. Die dazugehörigen Ergebnisse werden im nächsten Unterabschnitt vorgestellt.

6.6 Gleichlaufmessung

Mit dem GLPS (Details zum Versuchsaufbau in Abschn. 4.2.4) wurden die Auswirkungen von Rauheit und Wälzkörperdurchmesser auf die Positions- und Geschwindigkeits-Schleppfehler geregelter Achsen bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten simuliert. In diesem Abschnitt wird eine Auswahl der gewonnen Messdaten präsentiert und diskutiert; eine vollständige Aufstellung der GLPS-Ergebnisse befindet sich in Kap. E. Die Messungen wurden mit den Versuchsparametern aus Tab. 6.14 durchgeführt. Details zur Berechnung der Datenpunkte und Fehlerbalken befinden sich in Kap. H.

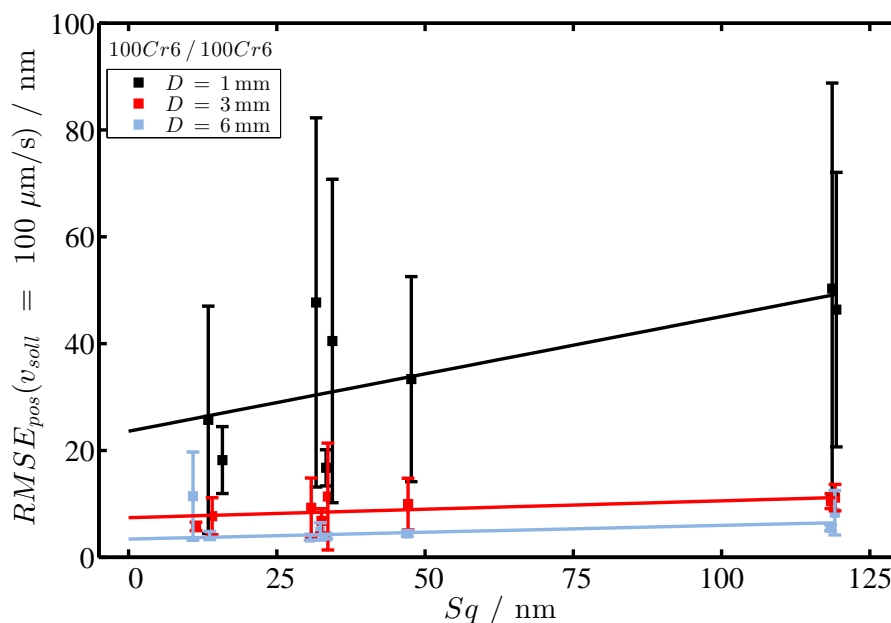
6.6.1 Abhängigkeit von der Rauheit

Die mit dem GLPS gewonnenen Messdaten zeigen, dass sowohl $RMSE_{pos}$ (s. Abb. 6.28) als auch $RMSE_{velo}$ (s. Abb. 6.29) mit zunehmender Rauheit, gemessen an S_q , ansteigen. Werden die

Tabelle 6.14: Versuchsparameter für die Messung der Schleppfehler mit dem GLPS.

Parameter	Wert / Bereich
Normalkraft F_n	konstante Last (Gewichtskraft der bewegten Masse): $\approx 3 \text{ N}$
Zyklenzahl	≥ 5 reversierende Zyklen pro Spur
Geschwindigkeit v	$20 \mu\text{m/s}$ sowie $100 \mu\text{m/s}$
Spurlänge	0.2 mm
Spuranzahl	≥ 11 je Probenpaar und Geschwindigkeit
Probenpaare	69

extrapolierten Positions- bzw. Geschwindigkeitsschleppfehler bei $S_q = 0 \text{ nm}$ mit den Werten bei $S_q \approx 125 \text{ nm}$ verglichen, so zeigt sich in beiden Fällen (für den Kugeldurchmesser $D = 1 \text{ mm}$) eine Vergrößerung um den Faktor 2. Dies kann als Hinweis darauf interpretiert werden, dass beide Schleppfehlerarten für den Fall von vergleichsweise einfachen Servo-Reglern, wie die verwendete Kaskade aus Positions- und Geschwindigkeitsregler, in etwa gleich sensitiv auf die Rauheit sind.

**Abbildung 6.28:** $RMSE_{pos}$ von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 100 \mu\text{m/s}$.

6.6.2 Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Die in Abschn. 6.6.1 gezeigten Messdaten wurden bei einer Sollgeschwindigkeit $v_{soll} = 100 \mu\text{m/s}$ ermittelt. Um die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schleppfehler zu untersuchen, wurden weitere Messungen mit $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$ durchgeführt (s. Abb. 6.30 und 6.31). Es zeigt sich das erwartete Ergebnis: bei geringerer Sollgeschwindigkeit, sind die Schleppfehler kleiner. Erwarten kann man dieses Ergebnis deshalb, weil einfache Feedback-Regler ohne den Einsatz von Vorsteuerungen,

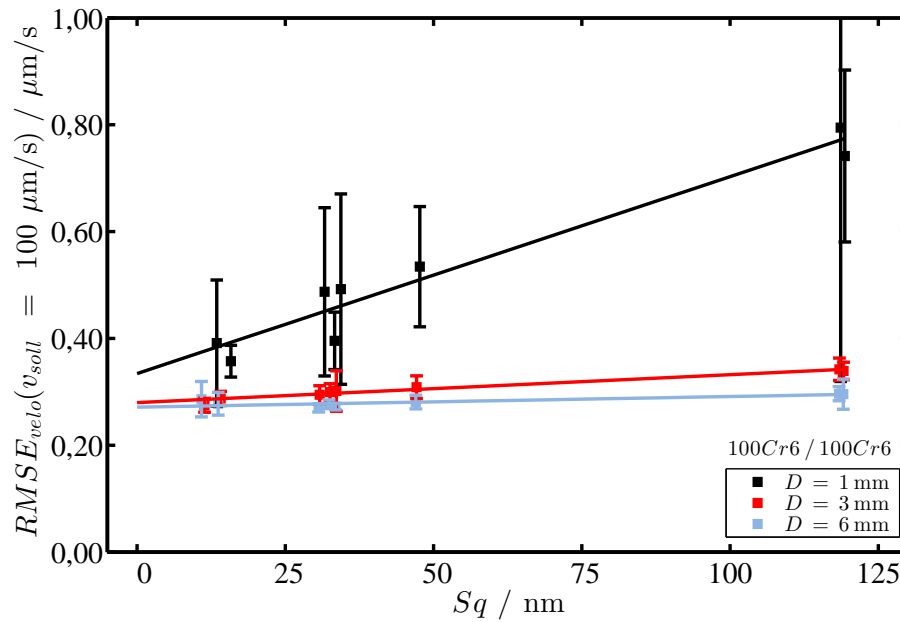


Abbildung 6.29: $RMSE_{velo}$ von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 100 \mu\text{m/s}$.

Schätzern für die Widerstandsentwicklung im unmittelbar voraus liegendem Streckenabschnitt oder ähnlichen Techniken, immer nur auf einen entstandenen Fehler reagieren können, woraus zwangsläufig ein zeitlicher Versatz zwischen Fehlerentwicklung und Reglerausgang / Systemreaktion folgt. Dadurch können bei höheren Geschwindigkeiten auch größere Fehler über dementsprechend längere Streckenabschnitte aufgebaut werden, bis der Regler schließlich darauf reagieren kann. Weitere Beispiele dafür befinden sich in der vollständigen Übersicht der GLPS-Messdaten in Kap. E.

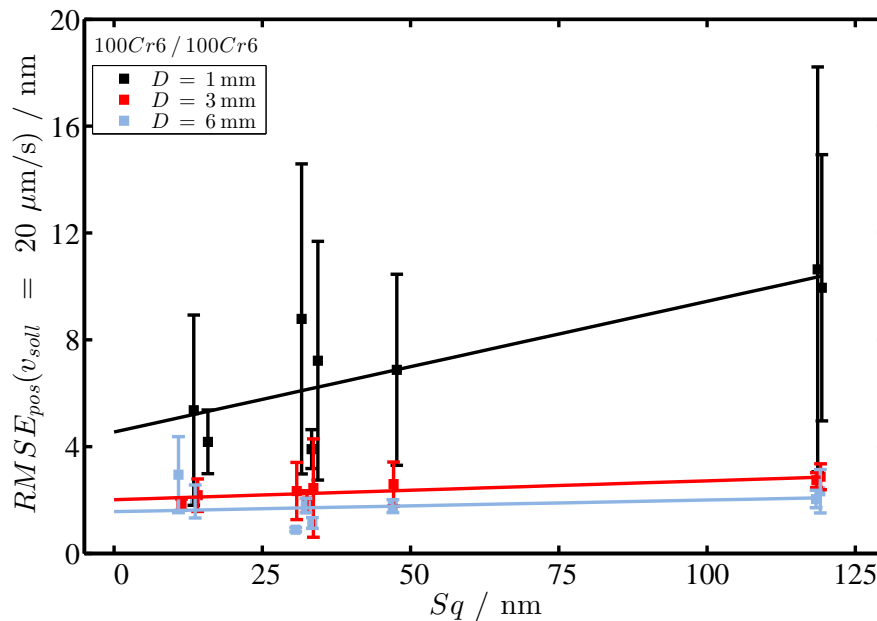


Abbildung 6.30: $RMSE_{pos}$ von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$.

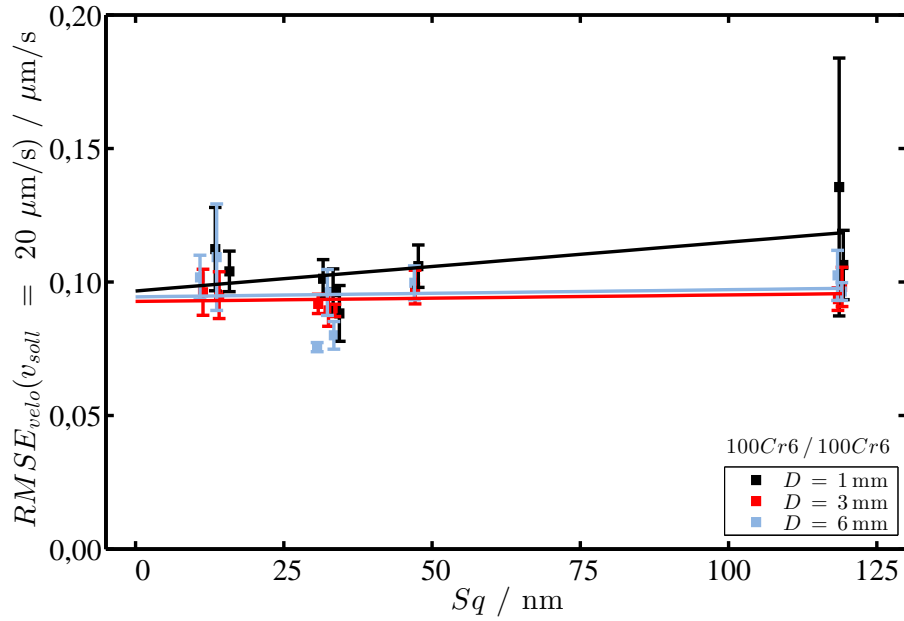


Abbildung 6.31: $RMSE_{velo}$ von 100Cr6 / 100Cr6 bei $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$.

6.6.3 Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser

Neben den Einflüssen von Rauheit und Geschwindigkeit auf die Schleppfehler, wurde auch der Einfluss des Kugeldurchmessers untersucht. Zu erwarten wäre, dass mit steigendem Durchmesser eine Abnahme der Schleppfehler verbunden ist. Dies erklärt sich dadurch, dass die überlagerte Störbeschleunigung eine Folge des örtliche variierenden Rollwiderstands ist (s. Abschn. 4.1.4 „Anforderung an die Gleichlaufmessung“) und dieser wiederum nach dem COULOMBSchen Rollwiderstandsgesetz $F_r \propto \frac{F_n}{R}$ umgekehrt proportional zum Radius / Durchmesser. Diese Annahme wird durch die Daten des $RMSE_{pos}$ im Diagramm in Abb. 6.32 zumindest insofern bestätigt, als dass kleinere Durchmesser tendenziell größere Schleppfehler zeigen.

Werden die Daten aus Abb. 6.32 als Liniendiagramm (s. Abb. 6.33) dargestellt, wird ein weiterer Aspekt erkennbar. Der Kugeldurchmesser beeinflusst die Sensitivität der Schleppfehler auf die Rauheit; der Anstieg der Schleppfehler ist um so größer, je kleiner der Durchmesser. Weiterhin erkennt man, dass die Schleppfehler auch bei auf $S_q = 0$ nm extrapolierte Rauheit nicht verschwinden, sondern ein Restfehler bleibt. Dieser ist vermutlich systembedingt bzw. auch von der Parametrierung des Reglers abhängig. Betrachtet man weiterhin die Anstiege der Ausgleichsgeraden, stellt man fest, dass bei $D = 5$ mm der Anstieg nahezu Null. Aus diesem Umstand kann abgeleitet werden, dass eine verkleinerte Rauheit, vor allem bei kleinen Durchmessern zu einer Verringerung von Schleppfehlern führt.

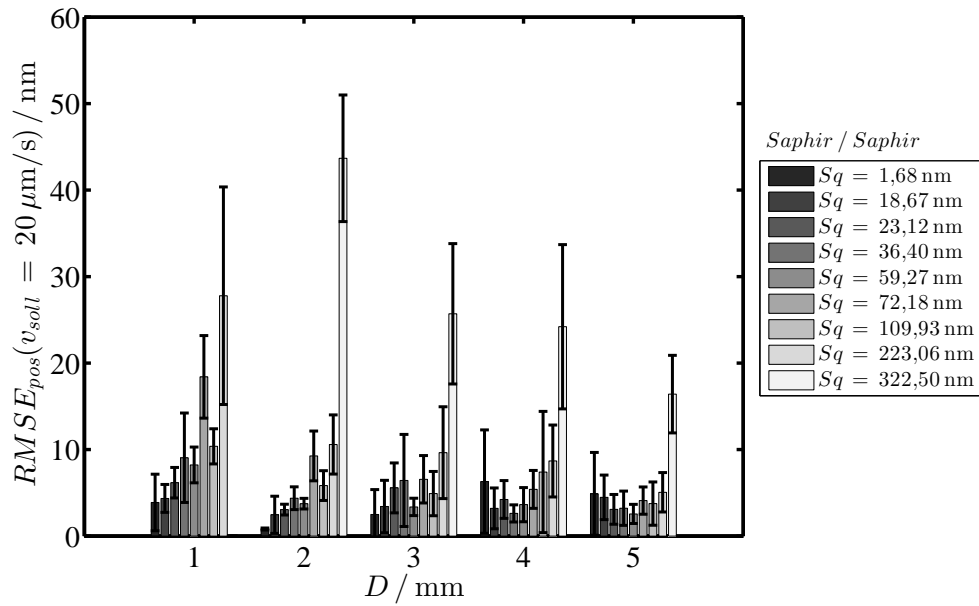


Abbildung 6.32: $RMSE_{pos}$ von Saphir / Saphir bei $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$. Im Fall des kleinsten Kugeldurchmessers $D = 1 \text{ mm}$ und der größten Rauheit $S_q = 322,5 \text{ nm}$ konnte keine zuverlässigen Daten ermittelt werden, da hier mancherorts der Rollwiderstand so groß wurde, dass der Regler der Achse wegen zu großer Schleppfehler abgeschaltet wurde.

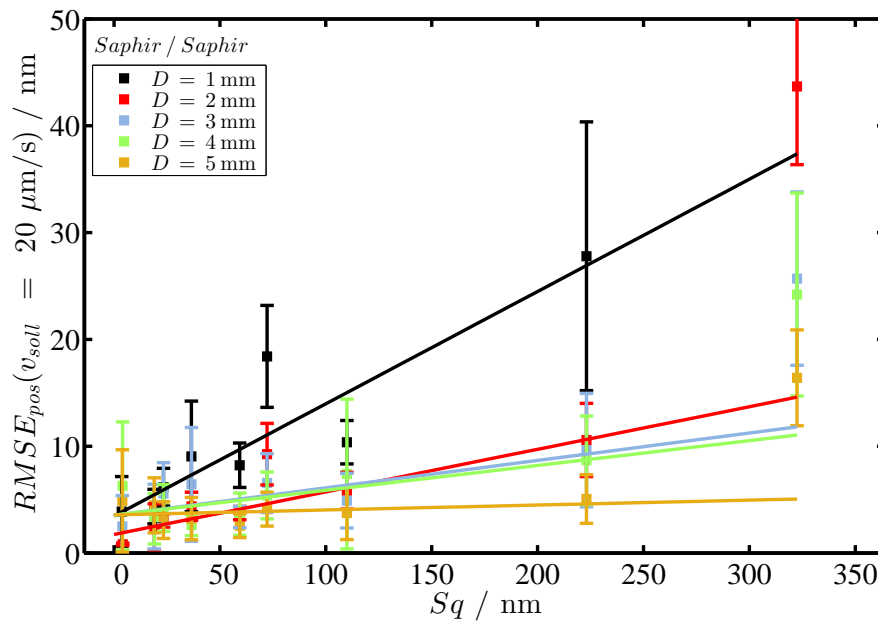


Abbildung 6.33: $RMSE_{pos}$ von Saphir / Saphir bei $v_{soll} = 20 \mu\text{m/s}$. Für jeden Kugeldurchmesser wurde eine Ausgleichsgerade eingezeichnet.

6.6.4 Kapitelzusammenfassung: GLPS

In den obigen Unterabschnitten wurden die Ergebnisse der Messungen mit dem GLPS dargestellt und diskutiert. An dieser Stelle sollen die wesentlichen Aspekte stichpunktartig zusammengefasst werden:

- Durchmesser \searrow $\xrightarrow{\text{bei gegebener Rauheit}}$ Schleppfehler \nearrow bzw.
 Rauheit \searrow $\xrightarrow{\text{bei gegebenem Durchmesser}}$ Schleppfehler \searrow (s. Abb. 6.33)
- kleine Rauheit reduziert Schleppfehler vor allem bei kleinen Durchmessern
- Schleppfehler steigen mit der Geschwindigkeit (s. Abb. 6.28, 6.29)
- Materialeinfluss ist nicht besonders stark, es sind kaum Unterschiede zwischen den getesteten Materialien (Saphir und 100Cr6) erkennbar

6.7 Kugel–Indentation

In diesem Abschnitt werden Messergebnisse vorgestellt, die mit dem IHPS im Kugel–Ebene–Kontakt gewonnen wurden. Dazu zählen die Eindring–Hysterese (elastischen Hysterese) und die Kontaktsteifigkeit bzw. die Nachgiebigkeit. Details zum Messaufbau befinden sich in Abschn. 4.2.3. In Tab. 6.15 sind die verwendeten Versuchsparameter zusammengestellt.

Tabelle 6.15: Versuchsparameter für die Messung der elastischen Hysterese mit dem IHPS.

Parameter	Wert / Bereich
Normalkraft F_n	6 Maximallasten im Bereich: 50 ... 300 mN
Zyklenzahl	≥ 12 Be- / Entlastungs-Zyklen pro Maximallast
Geschwindigkeit dF_n/dt	400 mN/s
Anzahl der Messstellen	≥ 10 je Probenpaar und Maximallast
Probenpaare	384

In den nachfolgenden Abschnitten wird auf die Abhängigkeit des Koeffizienten der Eindring–Hysterese CoIH (Formelzeichen μ_i) von der Rauheit bzw. des Plastizitätsindizes (Abschn. 6.7.1) sowie des Kugeldurchmessers (Abschn. 6.7.2) eingegangen. Daran anschließend, werden in Abschn. 6.7.3 Ergebnisse zur Kontaktsteifigkeit / Nachgiebigkeit vorgestellt. Abschließend wird eine Zusammenfassung gegeben (Abschn. 6.7.4).

Der CoIH wird im Rahmen dieser Arbeit zur Charakterisierung der Energieverluste während Kugel–Indentations–Messungen definiert. Er beschreibt den Energieverlust pro Lastzyklus in Abhängigkeit der Last selbst. Da diese im Verlauf der Messung nicht konstant ist, wird der Energieverlust auf die jeweilige Maximalkraft bezogen. Die Nachgiebigkeit CoID (Formelzeichen μ_h) wurde ebenfalls auf die maximale Kraft während eines Zyklus bezogen.

Analog zur Definition des CoRR als Anstieg einer Ausgleichsgeraden von Reib–Last–Daten, wurden auch CoIH und CoID als Anstieg von „Wirkungs“-Last–Daten definiert. Mit „Wirkung“ ist bzgl. CoIH der Energieverlust W_{F_i} pro Lastzyklus bzw. bzgl. CoID die maximale Eindringung h_{max} gemeint. Beispiele zu den Kurvenverläufen inklusive Ausgleichsgerade befinden sich in Abb. 6.34 und 6.35. Details zur Berechnung der Datenpunkte und Fehlerbalken in Wirkungs–Last–Kurven befinden sich in Kap. H.

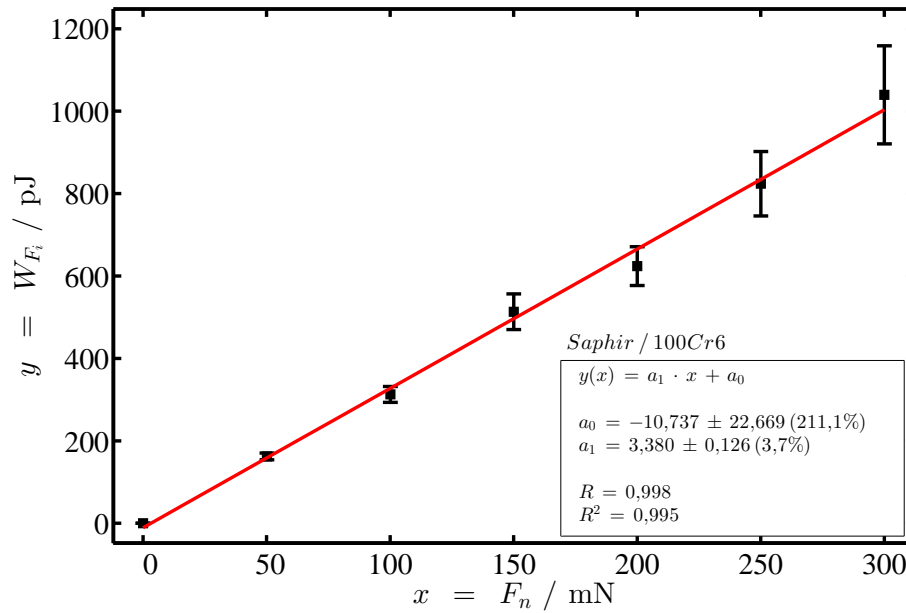


Abbildung 6.34: Das Diagramm zeigt am Beispiel von Saphir ($D = 5 \text{ mm}$) / 100Cr6 ($S_q \approx 118 \text{ nm}$) die Ermittlung des CoIH. Die Hystereseverluste pro Lastzyklus werden in Abhängigkeit der maximal erreichten Last dargestellt und mit einer Ausgleichsgerade angepasst. Deren Anstieg definiert den CoIH.

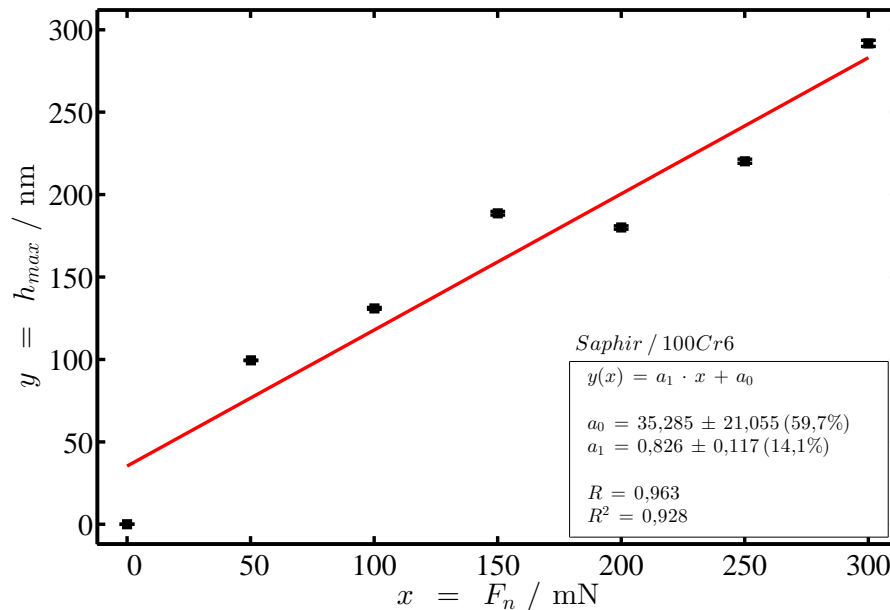


Abbildung 6.35: Das Diagramm zeigt am Beispiel von Saphir ($D = 5 \text{ mm}$) / 100Cr6 ($S_q \approx 118 \text{ nm}$) die Ermittlung des CoID. Die maximalen Eindringtiefen werden in Abhängigkeit der maximal erreichten Last der Be- / Entlastungszyklen dargestellt und mit einer Ausgleichsgerade angepasst. Deren Anstieg definiert den CoID.

Die in den Abb. 6.34 und 6.35 eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Streuung der Messwerte mehrere aufeinanderfolgender Lastzyklen am selben Messort bei jeweils gleicher Maximalkraft.

Im Fall der Eindringung h_{max} sind die Fehlerbalken so klein, dass sie kaum vom Datenpunkt zu unterscheiden sind (s. Abb. 6.35).

Zur Auswertung von CoIH wurden, wie auch bei den RRT-Messungen, die ersten beiden Zyklen ignoriert, da diese eine Art Einlaufverhalten zeigen (s. Abb. 6.36). Bei der Messung der maximalen Eindringtiefe h_{max} , woraus der CoID bestimmt wird, ist dieses Verhalten nicht so stark ausgeprägt. Die relative Änderung von Anfangs- auf Endwert liegt nur unteren einstelligen Prozentbereich oder weniger. Jedoch findet auch hier die stärkste Änderung in den ersten beiden Zyklen statt. Im anschließenden Verlauf der Messpunkte ändert sich die Eindringtiefe nur noch wenig, sodass dies als stationärer Zustand betrachtet wurde und die Mittelwertbildung über die dementsprechend letzten zehn Zyklen erfolgte. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 6.37 dargestellt.

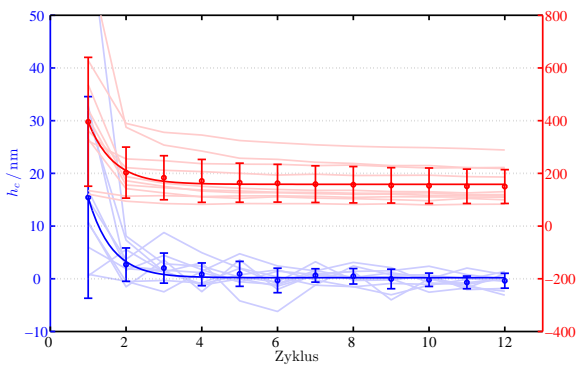


Abbildung 6.36: Beispiel für das Einlaufverhalten von W_{F_i} und h_c während Messungen mit dem IHPS an Saphir-Kugel ($D = 2 \text{ mm}$) / Saphir-Ebene ($S_q \approx 223 \text{ nm}$) bei $F_{n,max} = 50 \text{ mN}$.

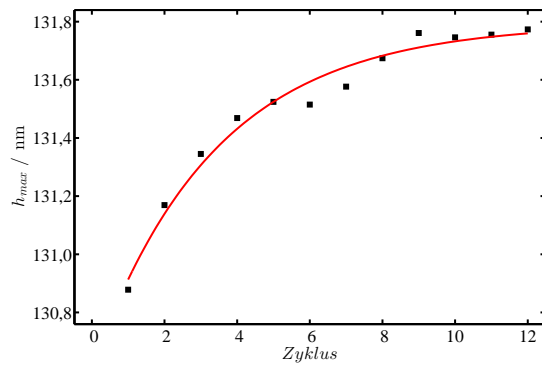


Abbildung 6.37: Beispiel für das Einlaufverhalten von h_{max} während Messungen mit dem IHPS an Saphir-Kugel ($D = 2 \text{ mm}$) / Saphir-Ebene ($S_q \approx 223 \text{ nm}$) bei $F_{n,max} = 50 \text{ mN}$.

Wird nochmal Abb. 6.36 betrachtet, so kann neben dem Einlaufverhalten ein weiterer Punkt beobachtet werden. Die Nullstelle h_c der Entlastungskurve (in Abb. 6.36 blau dargestellt) zeigt ab ca. dem vierten Zyklus keine zurückbleibende Eindringtiefe mehr; sie verschwindet, woraus geschlossen werden kann, dass die Verformung elastisch ist. Im Gegensatz dazu, verschwindet die gemessene Eindringarbeit W_{F_i} nicht, sondern stabilisiert sich um einen konstanten Wert. Daraus kann geschlossen werden, dass die verbleibenden Verluste entweder auf äußere Reibung im Kontakt und / oder innere Reibung in den Kontaktpartner zurückzuführen sind.

Nach den einleitenden Ausführungen zum Mess- / Auswertungsverfahren, folgt nun in der oben genannten Reihenfolge die Präsentation der Ergebnisse; gestartet wird mit der Abhängigkeit des CoIH von der Rauheit und des Plastizitätsindex’.

6.7.1 Abhängigkeit von ColH von der Rauheit und Plastizitätsindex

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Hystereseverluste vom Rauheitswert S_q und vom Plastizitätsindex Ψ vorgestellt. Die Messung der Verluste erfolgte durch zyklische Be- und Entlastung von Kugel-Ebene-Kontakten im IHPS, wie eingangs erwähnt wurde. Die Charakterisierung der Verluste erfolgt mittels des oben eingeführten ColH.

Die Auswertung der Messdaten hat ergeben, dass der ColH eindeutig mit der Rauheit steigt. Beispielhaft dafür, sind die entsprechenden Diagramme für die Materialpaare Saphir / 100Cr6 und Al_2O_3 / ZrO_2 in den Abb. 6.38 und 6.39 dargestellt. Beide Abbildungen zeigen stellvertretend für alle Messungen den typischen linearen Anstieg des ColH über S_q .

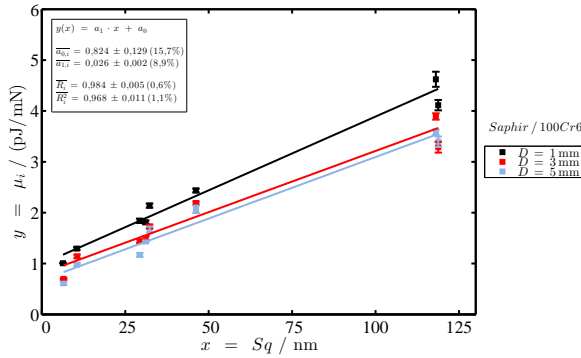


Abbildung 6.38: Darstellung des ColH über S_q für die Paarung Saphir / 100Cr6 in Abhängigkeit der Kugeldurchmessers mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden.

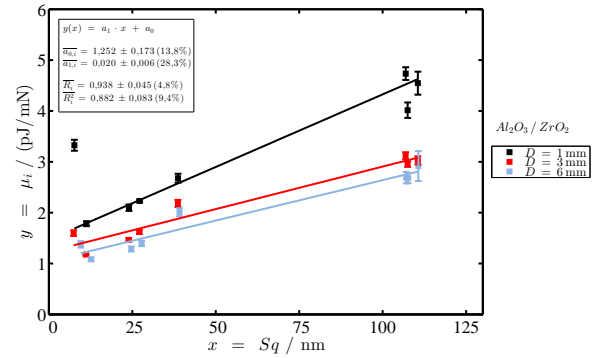


Abbildung 6.39: Darstellung des ColH über S_q für die Paarung Al_2O_3 / ZrO_2 in Abhängigkeit der Kugeldurchmessers mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden.

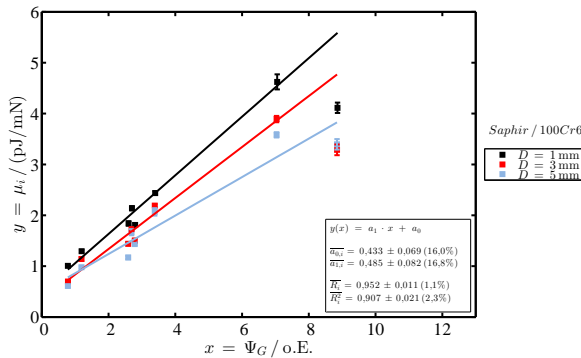


Abbildung 6.40: Darstellung der selben Messdaten wie in Abb. 6.38, jedoch über Ψ anstelle von S_q .

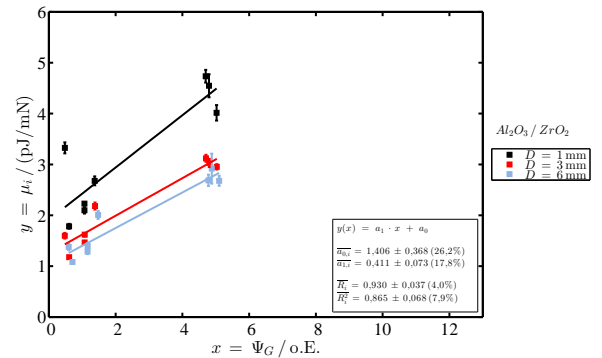


Abbildung 6.41: Darstellung der selben Messdaten wie in Abb. 6.39, jedoch über Ψ anstelle von S_q .

Das gleiche Bild zeigt sich, wenn der ColH als Funktion von Ψ dargestellt wird (Abb. 6.40 und 6.41). Dies ist im ersten Augenblick überraschend, da $\Psi \propto \sqrt{\frac{S_q}{Rc}}$ (s. [119]). Eine Erklärung dafür

findet sich in den Rauheitsmessdaten. Diese zeigen, dass $\sqrt{\frac{S_q}{R_c}}$ linear mit S_q wächst. Die darin enthaltenen Werte von S_q und R_c berechnen sich als RMS-Wert bzw. harmonisches Mittel aus den Werten beider Oberflächen. Im Umkehrschluss folgt, dass der Krümmungsradius $R_c \propto \frac{1}{S_q}$ ist, was offenbar eine Folge aus der Art der Probenpräparation ist. Ein typischer Verlauf ist am Beispiel der Paarung Saphir / 100Cr6 in Abb. 6.42 dargestellt. Weitere Parameter, die in Ψ eingehen (E-Modul, Härte, POISSON-Zahl, ...), stellen nur noch feste Skalierungsfaktoren dar, ändern aber am linearen Verlauf nichts. Dementsprechend kann hinsichtlich der Abhängigkeit des CoIH von Ψ bzw. von S_q nicht zwischen den beiden Größen unterschieden werden.

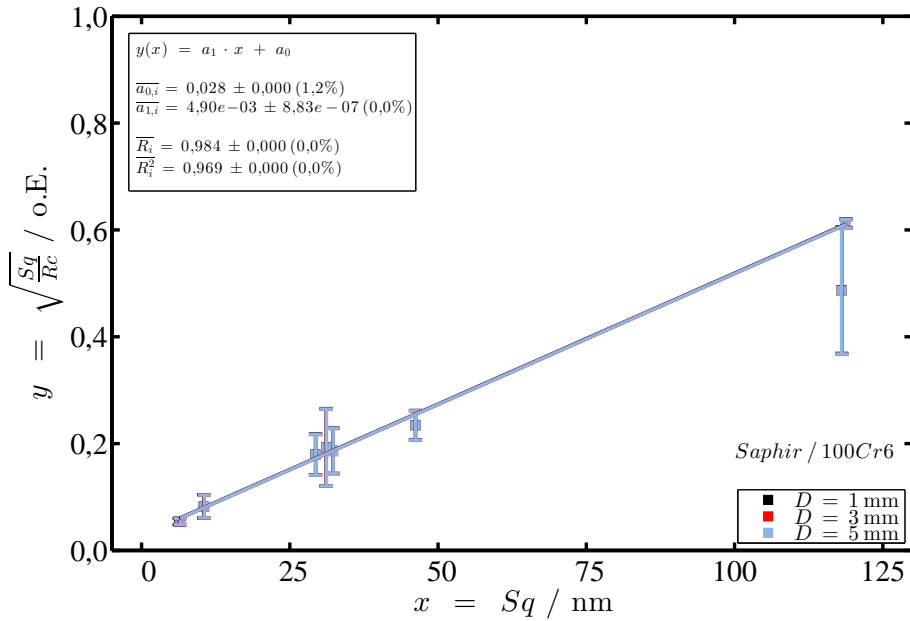


Abbildung 6.42: Darstellung von Messpunkten $\left(x = S_q / y = \sqrt{\frac{S_q}{R_c}}\right)$ am Beispiel der Paarung Saphir / 100Cr6 für verschiedene Kugeldurchmesser. S_q und R_c sind jeweils die kombinierten Größen beider Oberflächen. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der linearen Fehlerrechnung des dargestellten Ausdrucks. Im vorhandenen linearen Verlauf ist die Ursache dafür zu sehen, dass der CoIH nicht nur über S_q , sondern auch über Ψ linear anwächst.

Neben dem linearen Anstieg des CoIH über S_q und Ψ , wird in den obigen Abb. 6.38 bis 6.41 ein weiterer Aspekt sichtbar: CoIH nimmt mit zunehmendem Kugeldurchmesser ab. Auf diese Abhängigkeit wird im nachfolgenden Abschnitt eingegangen.

6.7.2 Abhängigkeit von CoIH vom Kugeldurchmesser

Wie oben (Abschn. 6.7.1) bereits erwähnt, sinkt der CoIH mit wachsendem Durchmesser. Ein weiteres Beispiele dazu befindet sich für die Paarung Al_2O_3 / WC in Abb. 6.43. Es ist zu erkennen, dass die Vergrößerung des Durchmessers von 1 mm auf 3 mm eine stärkere Verringerung des CoIH zur Folge hat, als die Vergrößerung von 3 mm auf 6 mm. Die selbe Beobachtung gilt auch für die Paarung Al_2O_3 / ZrO_2 (s. Abb. 6.39).

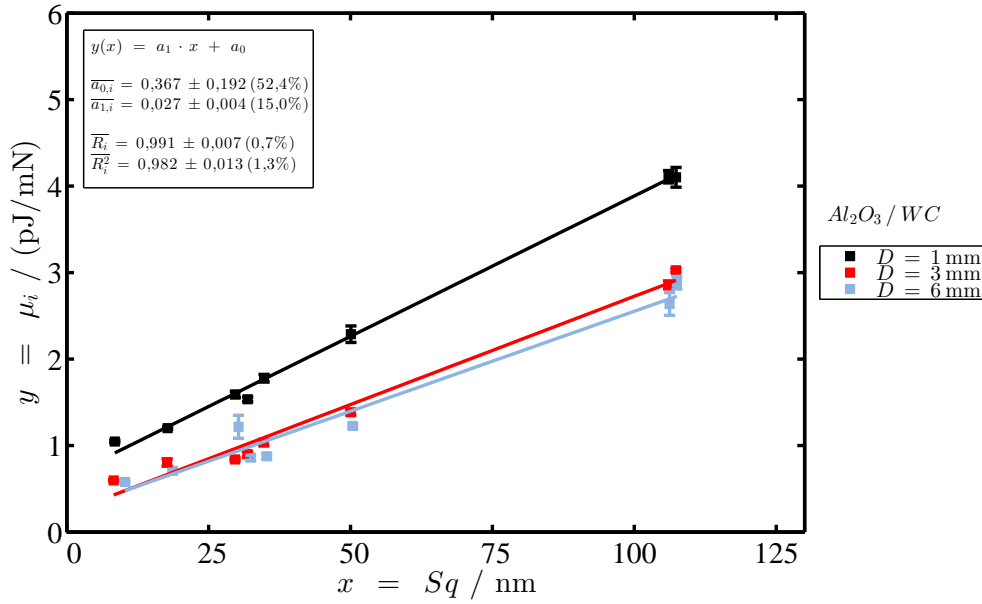


Abbildung 6.43: Darstellung von $\mu_i(S_q)$ für die Paarung Al_2O_3 / WC in Abhängigkeit der Kugeldurchmessers mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden.

Wird die Darstellung der Kurven de facto umgedreht, also nicht die Funktion $\mu_i(S_q)$ mit R als Parameter aufgetragen, sondern $\log \mu_i$ vs. $\log R$ mit S_q als Parameter, erhält man Kurvenscharen wie sie für die Paarungen Saphir / 100Cr6 und Al_2O_3 / WC in den Abb. 6.44 und 6.45 dargestellt sind. An diesen Abbildungen wird deutlich, dass die Hystereseverluste (bei gegebener Rauheit der Ebene) mit wachsendem Durchmesser geringer ausfallen. Die Rate der Verringerung a_1 ist dabei nahezu unabhängig vom Parameter S_q , welcher sich in Form des Achsenabschnitts a_0 bzw. einer vertikalen Parallelverschiebung der eingezeichneten Ausgleichsgeraden ausdrückt. An dieser Stelle ist zu beachten, dass es sich um doppelt-logarithmische Darstellungen handelt. Rücktransformiert in eine lineare Darstellung entsprechen die Geradengleichungen dem Potenzgesetz $\mu_i = 10^{a_0} \cdot D^{a_1}$, worin sich die Rauheit in Form von a_0 als Skalierungsfaktor der Durchmesserabhängigkeit auswirkt. Betrachtet man den Parameter a_1 aller Messungen, kann eine Häufung bei ca. $-0,2$ beobachtet werden; der Median liegt bei $-0,195$ (s. Abb. 6.47). Anders ist dies beim Parameter a_0 , der eher gleich verteilt ist und keine ausgeprägte Häufung zeigt (s. Abb. 6.46). Insgesamt betrachtet scheint ein Potenzgesetz gut geeignet zu sein, um die Durchmesserabhängigkeit der Hystereseverluste darzustellen. Dies wird u.a. an den Korrelationskoeffizienten deutlich, die für mehr als 85% der Messreihen (Material + Rauheit) im Bereich $R > 0,8$ liegen (s. Abb. 6.48). Dementsprechend leitet sich daraus das Indiz ab, dass die genannte Parallelverschiebung, einen für das jeweilige Material und Rauheit spezifischen Verlust beschreibt, wohingegen die Durchmesserabhängigkeit für alle Materialien universell scheint. An dieser Stelle muss ergänzt werden, dass die angegebenen Potenz nicht universell im Experiment-übergreifenden Sinn verstanden werden darf; es ist möglich, dass der angegebene Wert spezifisch für den verwendeten Aufbau und die Messung im Kugel-Ebene-Kontakt ist.

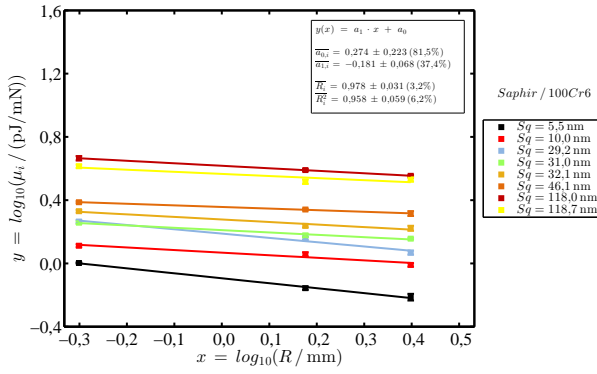


Abbildung 6.44: Logarithmische Darstellung von $\mu_i(R)$, jeweils mit Ausgleichsgerade, für Saphir / 100Cr6.

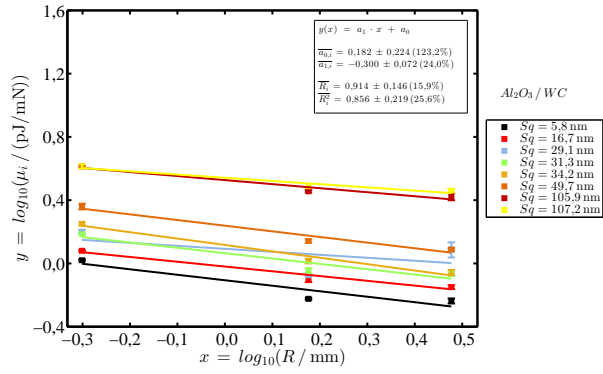


Abbildung 6.45: Logarithmische Darstellung von $\mu_i(R)$, jeweils mit Ausgleichsgerade, für Al_2O_3 / WC.

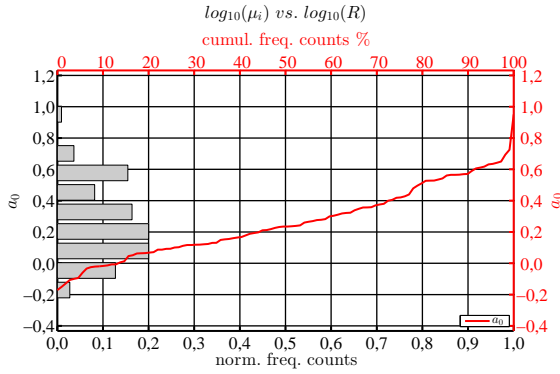


Abbildung 6.46: Verteilung der Achsenabschnitte a_0 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_i(R)$ für alle getesteten Paarungen.

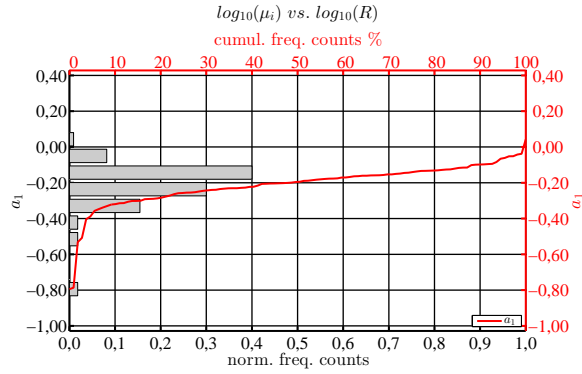


Abbildung 6.47: Verteilung der Anstiege a_1 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_i(R)$ für alle getesteten Paarungen.

6.7.3 Kontaktsteifigkeit

Wie oben ausgeführt, wurde mit dem IHPS die Rauheits- und Durchmesserabhängigkeit der Hysterese bei Kugel-Eindruck-Versuchen gemessen. Die Funktionsweise des Aufbaus erlaubte darüber hinaus, die zeitgleiche Ermittlung der Kontaktsteifigkeit respektive der Nachgiebigkeit. Diese wurde wie schon CoRR und CoIH als Anstieg einer Wirkungs-Last-Kurve gemessen und mit CoID (Formelzeichen μ_h) bezeichnet. Ein Beispiel dafür befindet sich in für die Paarung Saphir / 100Cr8 in Abb. 6.35 (s.o.). Der darin dargestellte Kurvenverlauf ist für diese Art der Messung typisch und konnte im Prinzip bei allen Probenpaarungen beobachtet werden. Ausgleichskurven höherer Ordnung, die anfänglich benutzt wurden, zeigten eine positive oder negative Krümmung, wobei jedoch keine Systematik gefunden werden konnte. Daher wurden im Weiteren ausschließlich Ausgleichsgeraden verwendet, um Aussagen über das Verhalten der Paarungen zu erhalten. Diese Messungen wurden ebenso wie die zur Bestimmung von CoRR und CoIH mit Paarungen unterschiedlicher Rauheit (mehrfach) durchgeführt. Werden die erhaltenen

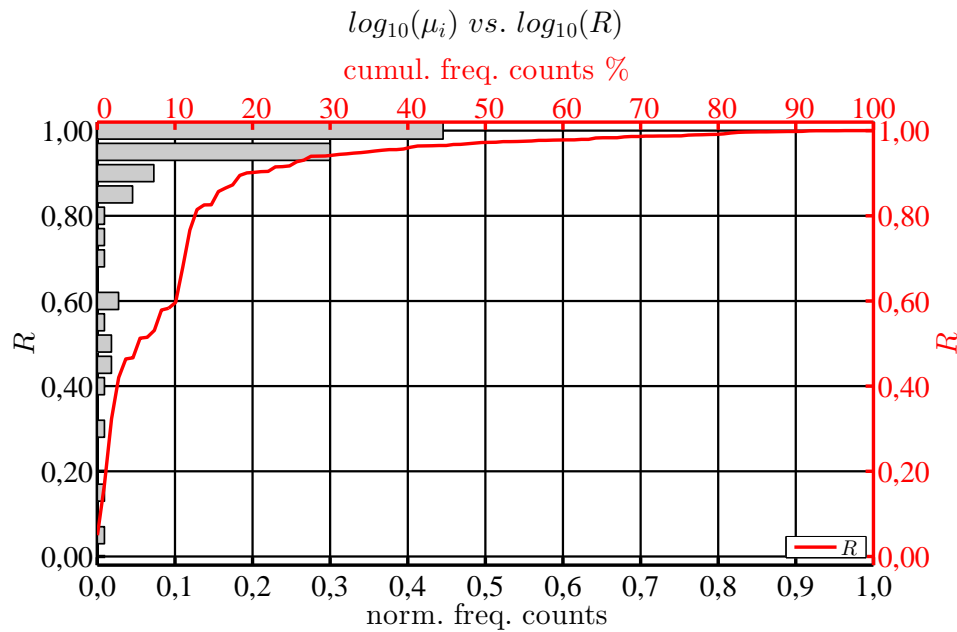


Abbildung 6.48: Verteilung der Korrelationskoeffizienten der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_i(R)$ für alle getesteten Materialpaarungen.

CoID über dem Rauheitswert S_q aufgetragen, kann auch hier wieder eine lineare Zunahme erkannt werden. Beispiele dafür sind in den Abb. 6.49 und 6.50 dargestellt. Weiterhin zeigt sich darin, neben der linearen Zunahme der Nachgiebigkeit über S_q , eine Vergrößerung mit sinkendem Durchmesser.

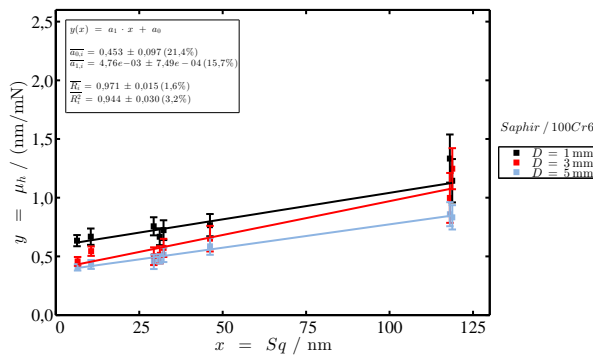


Abbildung 6.49: Darstellung der Kontaktnachgiebigkeit über der Rauheit für die Paarung Saphir / 100Cr6 in Abhängigkeit des Durchmessers. Ausgleichsgeraden wurde eingezeichnet.

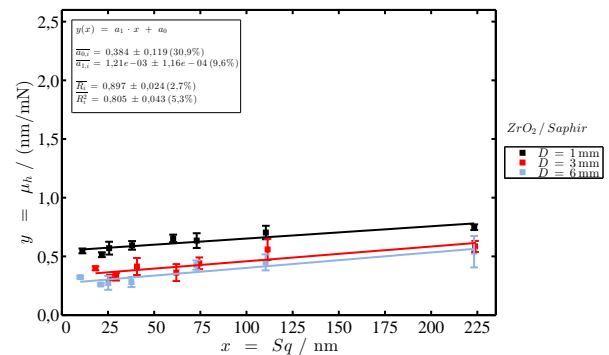


Abbildung 6.50: Darstellung der Kontaktnachgiebigkeit über der Rauheit für die Paarung ZrO_2 / Saphir in Abhängigkeit des Durchmessers. Ausgleichsgeraden wurde eingezeichnet.

Werden die Messdaten aus Abb. 6.49 und 6.50 in Abhängigkeit des Radius R doppelt-logarithmisch dargestellt, erhält man lineare Kurvenverläufe (Abb. 6.51 und 6.52); rücktransformiert bedeutet dies eine Verringerung von CoID über R in Form eines Potenzgesetzes.

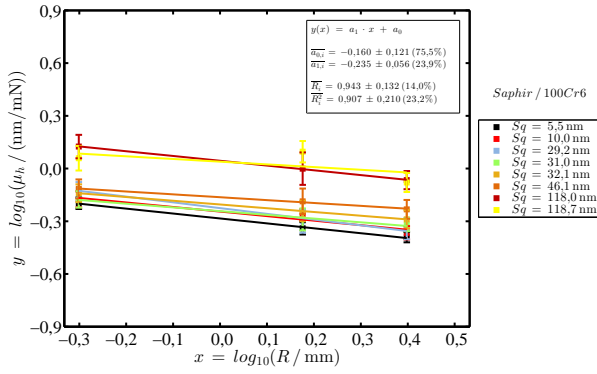


Abbildung 6.51: Logarithmische Darstellung von $\mu_h(R)$ für Saphir / 100Cr6, jeweils mit Ausgleichsgerade.

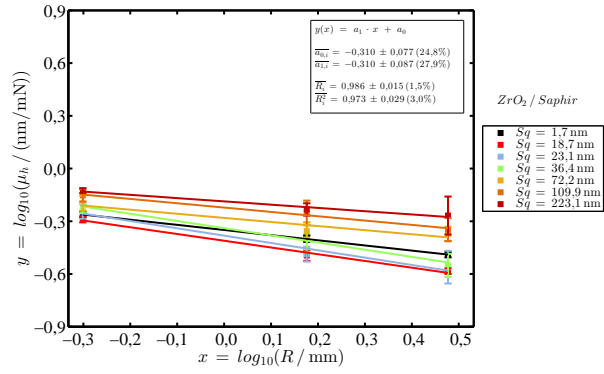


Abbildung 6.52: Logarithmische Darstellung von $\mu_h(R)$ für ZrO₂ / Saphir, jeweils mit Ausgleichsgerade.

Die Auswertung ergab, dass für $> 77\%$ aller Probenpaare die Korrelationskoeffizienten im Bereich $R > 0,9$ liegen (s. Abb. 6.53). Daraus folgt, dass die mathematische Beschreibung des Zusammenhangs $\mu_h(R)$ mit einem Potenzgesetz gut möglich ist.

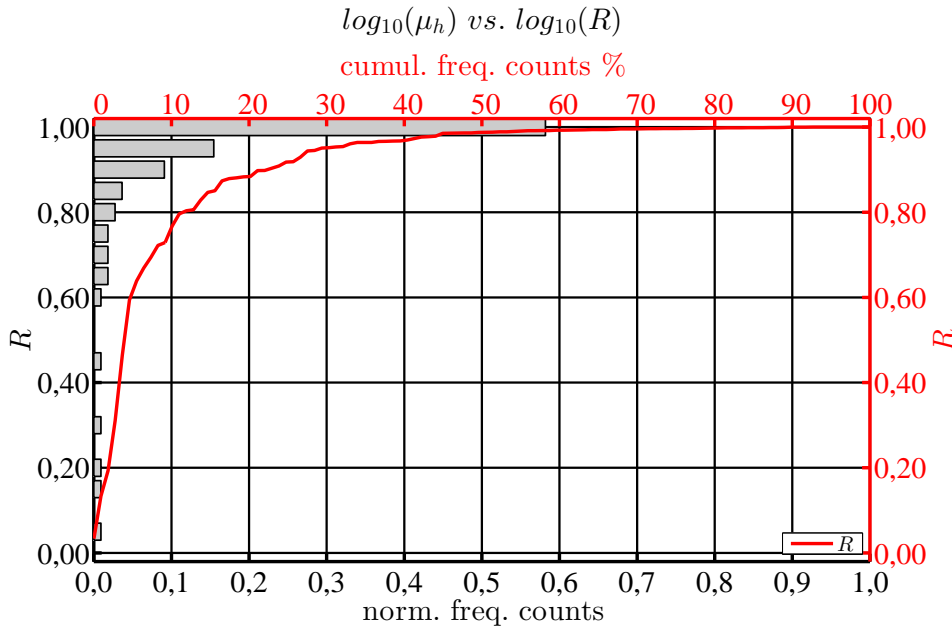


Abbildung 6.53: Verteilung der Korrelationskoeffizienten der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_h(R)$ für alle getesteten Materialpaarungen.

Für die Fit-Koeffizienten der logarithmischen Geraden zeigt sich eine Häufung der Anstiege a_1 im Bereich des Medians bei $a_1 \approx -0,27$ (s. Abb. 6.55). Die Achsenabschnitte a_0 zeigen ebenfalls ein Häufung, jedoch ist diese nicht so klar ausgeprägt wie bei a_1 (s. Abb. 6.54). Es zeigen sich stattdessen zwei flache Bereiche in der Verteilung für $a_0 \approx -0,4 \dots -0,2$ und $a_0 > -0,2$, was vermutlich auf die Mischung der verwendeten Probenpaarungen sowie auf die Verteilung der Rauheit der ebenen Proben zurückzuführen ist. Eine tabellarische Auswertung hat diesbezüglich ergeben, dass im Bereich $a_0 > -0,2$ vor allem Proben mit niedrigem E-Modul (100Cr6 bzw. ZrO₂) zu finden sind. Außerdem befinden sich dort Probenpaare, in denen die am stärksten

aufgeraute Saphir-Ebene ($S_q \approx 223 \text{ nm}$) enthalten ist. Umgekehrt, befinden sich im Bereich $a_0 < -0,4$ vornehmlich Proben mit hohem E-Modul (WC und Saphir). Dieser Sachverhalt entspricht letztlich auch dem, was erwartet wird, da a_0 im Potenzgesetz $\mu_h = 10^{a_0} \cdot R^{a_1}$ als Skalierungsfaktor wirkt. Je größer a_0 , desto größer ist auch die Nachgiebigkeit. Die besagte Saphir-Ebene passt hier insofern ins Bild, als dass die große Rauheit den Kontakt nachgiebiger macht, als es der E-Modul erwarten lässt.

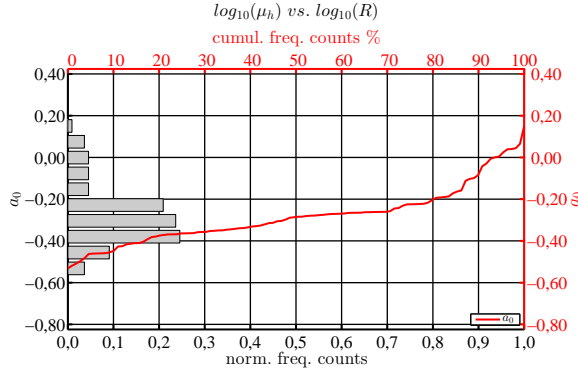


Abbildung 6.54: Verteilung der Achsenabschnitte a_0 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_h(R)$ aller getesteten Materialpaarungen.

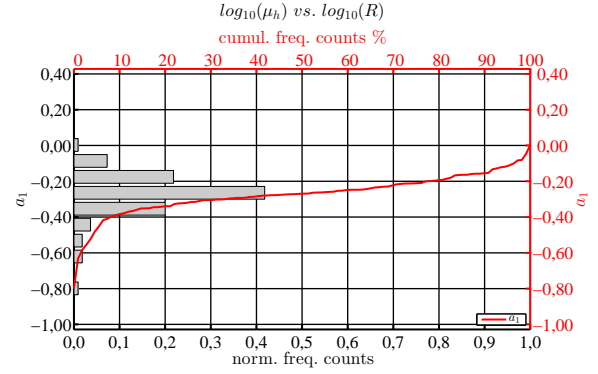


Abbildung 6.55: Verteilung der Anstiege a_1 der logarithmischen Ausgleichsgeraden $\mu_h(R)$ aller getesteter Materialpaarungen.

Bei der Beurteilung der Proportionalität $\mu_h \propto R^{a_1}$ kann die HERTZsche Kontakttheorie helfen. Dabei muss man sich jedoch bewusst machen, dass die Messdaten über alle Probenpaarungen hinweg, in erster Näherung eine nahezu lineare Abhängigkeit zwischen Eindringung und aufgebrachtter Kontaktkraft zeigen. Dies ist der Oberflächenrauheit zuzuschreiben und kann nicht mit der HERTZschen Theorie erklärt werden. Für eine Plausibilitätsbetrachtung kann diese nach Meinung des Autors dennoch herangezogen werden. Nach HERTZ gilt $F = \frac{4}{3}E^* \cdot R^{1/2} \cdot d^{3/2}$ [121]. Darin entspricht $\frac{4}{3}E^*$ dem Parameter K und R dem reduzierten Radius (s. Abschn. 2.1). Stellt man die Gleichung in einen Ausdruck um, der das Verhältnis von Eindringtiefe zur Kraft darstellt, also de facto der Nachgiebigkeit entspricht, erhält man:

$$\frac{d^{3/2}}{F} = \frac{1}{K \cdot R^{1/2}} \quad (6.2)$$

Verglichen mit dem oben angegebenen Potenzgesetz wäre in diesem Fall $a_1 = -0,5$. Dieser Wert trifft nicht den Median der Messdaten, welcher bei $a_1 \approx -0,27$ liegt. Dies verwundert auch nicht, da die HERTZsche Kontakttheorie wie oben erwähnt nicht vorbehaltlos auf die Messdaten angewendet werden kann. Deren generelle Aussagen gelten jedoch auch für die vorliegenden Messdaten: die Nachgiebigkeit steigt mit abnehmendem Durchmesser sowie mit abnehmenden E-Modulen der Proben.

6.7.4 Kapitelzusammenfassung : IHPS

In den obigen Unterabschnitten wurden die Ergebnisse und Beobachtungen aus den Messungen mit dem IHPS vorgestellt. Diese sollen hier nochmal kurz zusammengefasst werden.

- die Entwicklung des CoIH über Zyklenzahl zeigt ein Einlaufverhalten (s. Abb. 6.36); nach anfänglicher plastischer Verformung, setzt eine Phase ein, die durch (visko-)elastische Verluste bzw. Verluste durch innere Reibung dominiert ist
- der CoIH wächst linear mit der Rauheit
- der CoIH sinkt mit steigendem Durchmesser, was mit einem Potenzgesetz beschrieben werden kann
- die vermutete Abhängigkeit des CoIH vom Plastizitätsindex Ψ konnte nicht gefunden werden; die Ursache hierfür liegt (u.a.) am beschriebenen Zusammenhang zwischen dem Krümmungsradius der Rauhsitzen R_c und dem Rauheitswert S_q ; mit den vorliegenden Daten kann jedoch im Umkehrschluss auch nicht ausgeschlossen werden, dass es einen Zusammenhang zwischen CoIH und Plastizitätsindex Ψ gibt
- bei gegebener Last steigt die Eindringtiefe (gemessen am CoID) mit zunehmender Rauheit linear; auch hier zeigt sich ein Einlaufvorgang; nach dem zweiten / dritten Zyklus nimmt die Tiefe nur noch langsam zu (s. Abb. 6.37)
- die Abhängigkeit des CoID vom Kugeldurchmesser / -radius entspricht nicht der HERTZschen Kontakttheorie, was mit der Oberflächenrauheit der Proben erklärt wurde; auch der Verlauf der Eindringtiefe über der Kraft folgt nicht der HERTZschen Kontakttheorie (s. Abb. 6.35)

7 Diskussion

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Messdaten sowie die Daten aus der numerischen Untersuchung vorgestellt. Außerdem wurden die jeweiligen Verläufe der Koeffizienten CoRR, CoIH und CoID in Abhängigkeit von Rauheit, Kugeldurchmesser und äußerer Reibung bereits teilweise diskutiert. Die Diskussion beschränkte sich jedoch jeweils auf nur eine Abhängigkeit; z.B. die des Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von der Rauheit. In diesem Kapitel werden einige dieser Punkte wieder aufgegriffen und detaillierter diskutiert. Weiterhin wird eine, die Messmethoden übergreifende, Diskussion geführt, welche auch die Ergebnisse aus den numerischen Untersuchungen mit den Messdaten verknüpft. Die Diskussion ist wie folgt gegliedert:

- 7.1 „Numerische Untersuchungen des Rollwiderstands“
- 7.2 „Anwendbarkeit von BIKERMAN’s Modell auf RRT-Messungen“
- 7.3 „Gegenüberstellung von Ergebnissen aus Contact, MT und RRT “
- 7.4 „Zusammenhang zwischen Kugel-Eindruckversuchen und direkter Messung des Rollwiderstands“
- 7.5 „Einfluss von Materialeigenschaften auf den CoRR“
- 7.6 „Gleichlaufmessung“

7.1 Numerische Untersuchungen des Rollwiderstands

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus der numerischen Untersuchung des Rollwiderstands (s. Abschn. 6.4) detaillierter betrachtet. Die Untersuchungen wurden mit der Software CONTACT von VORtech Computing BV in der Version v12.1 durchgeführt. Details zur Durchführung können in Abschn. 4.3 nachgelesen werden.

In Abschn. 6.4 wurde bereits diskutiert, dass die flachen Bereiche von $\mu_r(E_2, \nu_2)$, welche in entsprechenden Diagrammen zu sehen sind (s. Abb. 6.10, 6.11 und 6.12), eine Bestätigung der Rollreibung im REYNOLDSschen Sinn darstellen. REYNOLDS erklärte das Auftreten von Rollreibung kontaktmechanisch (s. Abschn. 2.6); demnach verursacht Schlupf durch Querdehnung im Kontakt den Rollwiderstand, wenn er nicht durch äußere Reibung verhindert wird. Dementsprechend sollte Rollreibung durch größere Gleitreibungskoeffizienten minimiert werden. Ein Sonderfall stellt der Kontakt gleicher Materialien dar, da keine relative Querdehnung vorhanden ist und damit keine Dissipation durch äußere Reibung stattfinden kann. Diesen Effekt konnten die numerischen Untersuchungen bestätigen. Im Zusammenhang mit Rollreibung im REYNOLDSschen Sinn ließe sich daher folgendes Bild zeichnen bzw. folgende Hypothese formulieren:

- Gleitreibung = 0 \rightarrow Rollreibung = 0 (trivialer Fall); wenn Schlupf auftritt (unterschiedliche Materialien), gibt es keinen Energieverlust, da $\mu_g = 0$ ist, woraus im Umkehrschluss folgt, dass mit zunehmender (Gleit)Reibung die Rollreibung ansteigen muss
- Gleitreibung = $\infty \rightarrow$ Rollreibung = 0 (trivialer Fall); da kein Schlupf mehr stattfinden kann, folgt, dass die Rollreibung mit abnehmender Reibung (ausgehend von unendlicher hoher Reibung) ansteigen muss
- folglich muss für Rollreibung im REYNOLDSschen Sinn ein Maximum bei einem bestimmten Reibungskoeffizienten auftreten

Um diese Frage zu klären, wurden Simulationen von Reib–Last–Kurven durchgeführt, wobei die elastischen Parameter so gewählt wurden, dass sie dem Kontakt 100Cr6 / Saphir bzw. WC / Saphir entsprechen. Ein Beispiel für Reib–Last–Kurven der erstgenannten Paarung befindet sich in Abb. 6.13. Aus mehreren solcher Datensätze wurden Diagramme des Rollwiderstands in Abhängigkeit des Gleitreibungskoeffizienten erstellt (s. Abb. 7.1 und 7.2).

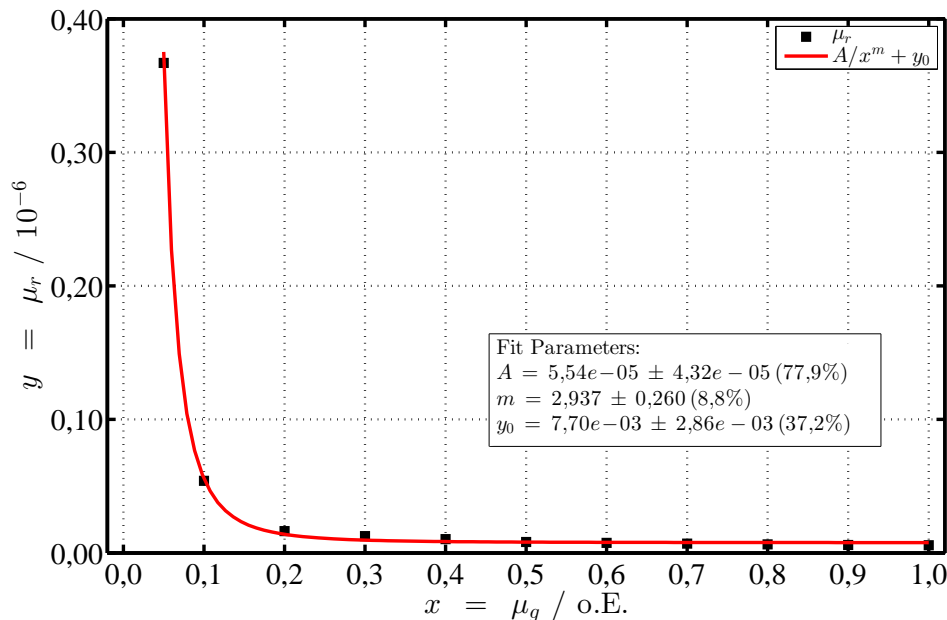


Abbildung 7.1: Rollwiderstand als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung wurden so gewählt, dass sie dem Kontakt von Stahl gegen Saphir entsprechen. Die Auswertung basiert auf den Daten für $F_n = 1,0\text{ N}$ aus Abb. 6.13. Weiterhin ist eine Ausgleichskurve und deren Fit-Parameter dargestellt, um den Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.

Beide Diagramme (Abb. 7.1 und 7.2) zeigen den vorhergesagten Anstieg bei Verringerung der Gleitreibung, jedoch konnte nicht das besagte lokale Maximum beobachtet werden, welches offenbar außerhalb des untersuchten Bereichs von $\mu_g = 0,05 \dots 1,0$ liegt. Daher wurden weitere Untersuchungen bei noch kleinerem Gleitreibungskoeffizienten durchgeführt. Ein Ausschnitt daraus ist in Abb. 7.3 dargestellt. Das Diagramm in der Abbildung zeigt den Rollwiderstandskoeffizienten einer Probenpaarung, deren elastische Parameter denen von WC / Saphir entsprechen. Auf der

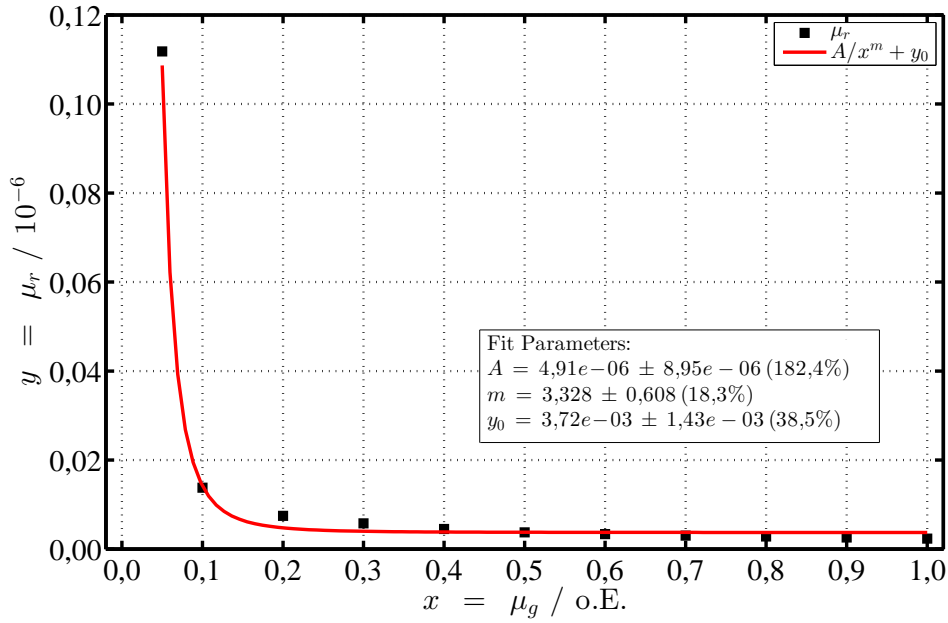


Abbildung 7.2: Rollwiderstand als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung wurde so gewählt, dass sie dem Kontakt von WC / Saphir entsprechen. Weiterhin ist eine Ausgleichskurve und deren Fit-Parameter dargestellt, um den Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.

Abszisse ist der fiktive Gleitreibungskoeffizient μ_g im Bereich $0,007 \dots 0,2$ aufgetragen. Obwohl die Software CONTACT für kleinere Werte von μ_g keine gültigen Lösungen lieferte, konnte das vorhergesagte Maximum dennoch gefunden werden. Zusätzlich ist in Abb. 7.3 eine Ausgleichskurve der Form $y(x) = a_1 \cdot x \cdot e^{-\frac{x-x_m}{\tau}}$ dargestellt, welche eine gute Anpassung an die Daten zeigt. Aus den Fit-Parametern wurde die Stelle des Maximums berechnet. Die Stelle sowie der dazugehörige Funktionswert sind ebenfalls im Diagramm verzeichnet. Aus der Untersuchung für die Paarung WC / Saphir folgt die Maximalstelle $\mu_g \approx 0,012$, bei welcher der entsprechende Rollwiderstandskoeffizient $\approx 0,55 \cdot 10^{-6}$ ist. Verglichen mit den Rollwiderstandskoeffizienten, die für Gleitreibungskoeffizienten im Bereich $0,3 < \mu_g < 1,0$ berechnet wurden (s. Abb. 7.2), entspricht das einer Vergrößerung um Faktor ≈ 150 . Im Rahmen dieser Arbeit wurden Gleitreibungskoeffizienten verschiedener Materialpaarungen gemessen (s. Tab. 6.12). Die gefundenen Mittelwerte lagen alle über $\mu_g > 0,165$ und im Fall für WC / Saphir $\mu_g > 0,2$. In diesem Bereich ist die Rollreibung um ca. eine Größenordnung niedriger als in dem lokalen Maximum, welches in der numerischen Untersuchung gefunden wurde. Zieht man überdies noch in Betracht, dass die gemessenen Rollwiderstandskoeffizienten in der Größenordnung 10^{-5} und höher liegen, also mindestens zwei Größenordnungen über den numerisch ermittelten Werten bezogen auf $\mu_g \in [0,3 / 1,0]$, kann davon ausgegangen werden, dass Varianzen der Gleitreibungskoeffizienten für die Messung des gesamten Rollwiderstands nicht relevant sind.

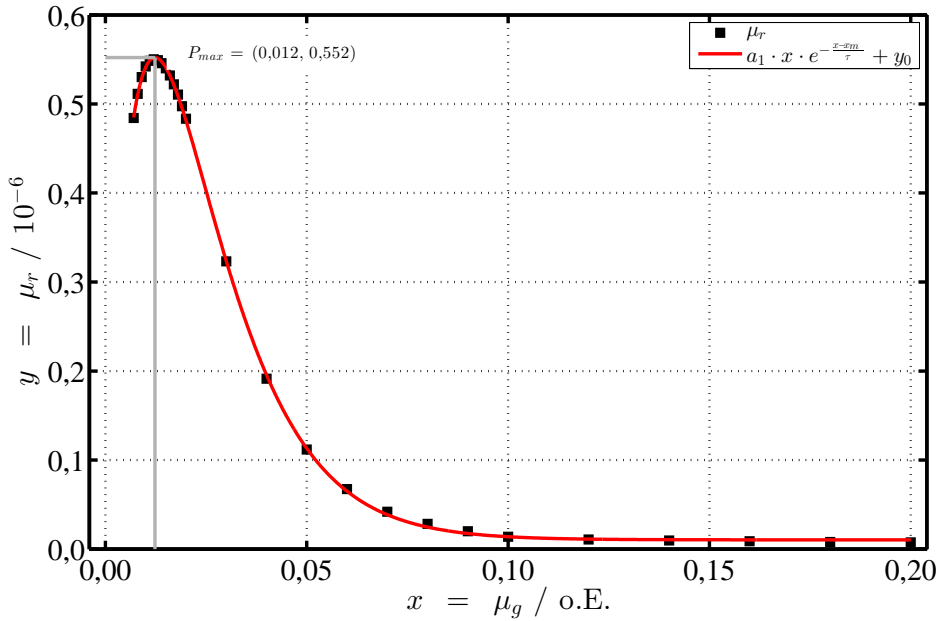


Abbildung 7.3: Rollwiderstand als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung wurde so gewählt, dass sie dem Kontakt von WC / Saphir entsprechen. Weiterhin ist eine Ausgleichskurve dargestellt, um den Verlauf der Messpunkte hervorzuheben. Aus deren Fit-Parametern wurde die Stelle des maximalen Rollwiderstands berechnet.

7.2 Anwendbarkeit von Bikerman's Modell auf RRT-Messungen

In diesem Unterabschnitt sollen die Ergebnisse der RRT-Messungen und BIKERMAN's Modell gegenübergestellt werden. BIKERMAN hatte Untersuchungen zur Rauheitsabhängigkeit des Losrollwiderstands durchgeführt und daraus ein einfaches mathematisches Modell abgeleitet (s. Abschn. 2.7), wonach für den Rollwiderstandskoeffizienten gilt: $\mu_r = \sqrt{\frac{2S_q}{R}}$ (s. Glg. 2.24). Diesem Ausdruck zufolge ist, bei gegebenen Kugeldurchmesser, der Rollwiderstand proportional zu $\sqrt{S_q}$, was an den Messdaten, die im Rahmen dieser Arbeit erhalten wurden, nicht beobachtet werden kann; vielmehr zeigte sich eine lineare Proportionalität (s. z.B. Abb. 6.16). Aufgrund dieser Diskrepanz wurden die Daten von BIKERMAN, welcher er in [7] tabellarisch dokumentiert hat, graphisch dargestellt (s. Abb. 7.4), um deren Verlauf besser sichtbar zu machen. Entsprechend des Messverfahrens von BIKERMAN, ist in Abb. 7.4 anstelle von CoRR über S_q , der Winkel α_2 über dem Rauheitswert Rp (Glättungstiefe) dargestellt; α_2 ist ein Maß für den Losrollwiderstand. Der Verlauf der Daten in Abb. 7.4 zeigt im Gegensatz zum Modell eine lineare Proportionalität, was im Einklang zu den Messdaten / Ergebnissen des Autors steht.

In BIKERMAN's Daten (s. Abb. 7.4) kann neben dem linearen Trend in Abhängigkeit von Rp , auch eine Zunahme des Widerstands mit sinkendem Durchmesser beobachtet werden. Um die Durchmesserabhängigkeit besser sichtbar zu machen, wurde in Abb. 7.5 der Widerstand bei gegebener Rauheit als Funktion des Kugeldurchmessers dargestellt. Die sich daraus ergebenden Exponenten $a \approx 0,6$, entsprechen dem durch BIKERMAN's Modell vorhergesagten Wert von $a = 0,5$ recht gut. Ein Wert ähnlicher Größenordnung $a_{min} = 0,57$, ergab sich aus den oben

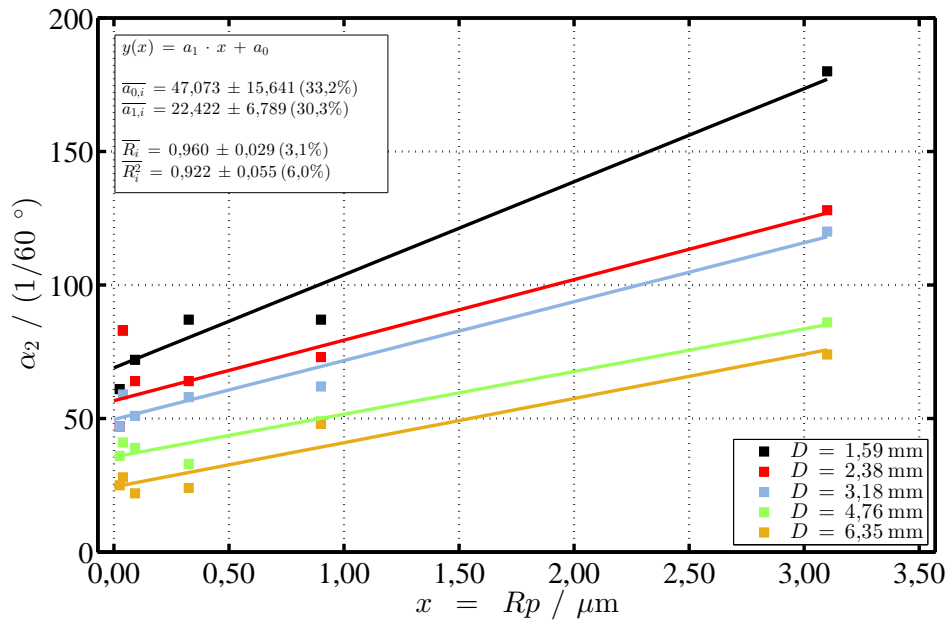


Abbildung 7.4: Grafische Darstellung der von BIKERMAN in Tab. I in [7] dokumentierten Daten für Winkel des Losrollens α_2 in Abhängigkeit des Rauheitswertes R_p .

vorgestellten Messdaten für die Paarung Saphir–Kugeln / 100Cr6–Ebenen (s. Abschn. 6.5.2). Vor dem Hintergrund der umfangreicheren Datenbasis, welche im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde, müssen Exponenten in der Größenordnung von $a \approx 0,6$ jedoch eher als Ausnahme und nicht als allgemeingültiger Wert betrachtet werden. Dementsprechend muss die Anwendbarkeit seines Modells auf den Widerstand im Moment des Losrollens sowie für das freie Rollen, wenn nicht in Frage gestellt, aber zumindest mit Skepsis betrachtet werden. In Abschn. 6.5.2) wurde diese bereits andiskutiert. Betrachtet man überdies die linearen Verläufe des rauheitsabhängigen Rollwiderstands in den Messdaten von BIKERMAN sowie in denen des Autors (s. Abschn. 6.5.1) und bringt diese in Verbindung mit der oben vorgestellten Abhängigkeit vom Durchmesser (s. Abschn. 6.5.2), scheint die geometrische Vorstellung hinter BIKERMAN's Modell die Wirklichkeit nicht ausreichend gut zu beschreiben.

Löst man sich jedoch von BIKERMAN's Modell und stellt nur der Messergebnisse und –methoden des Autors mit denen BIKERMAN's gegenüber, kann festgehalten werden, dass es in beiden Fällen eine lineare Abhängigkeit des Rollwiderstands von der Rauheit gibt und die Durchmesserabhängigkeit einem Potenzgesetz folgt. Daraus wiederum ergibt sich das Indiz, dass die dahinterliegenden Mechanismen beim freien Rollen und beim Losrollen, wenn nicht gleich, aber offenbar ähnlich sind.

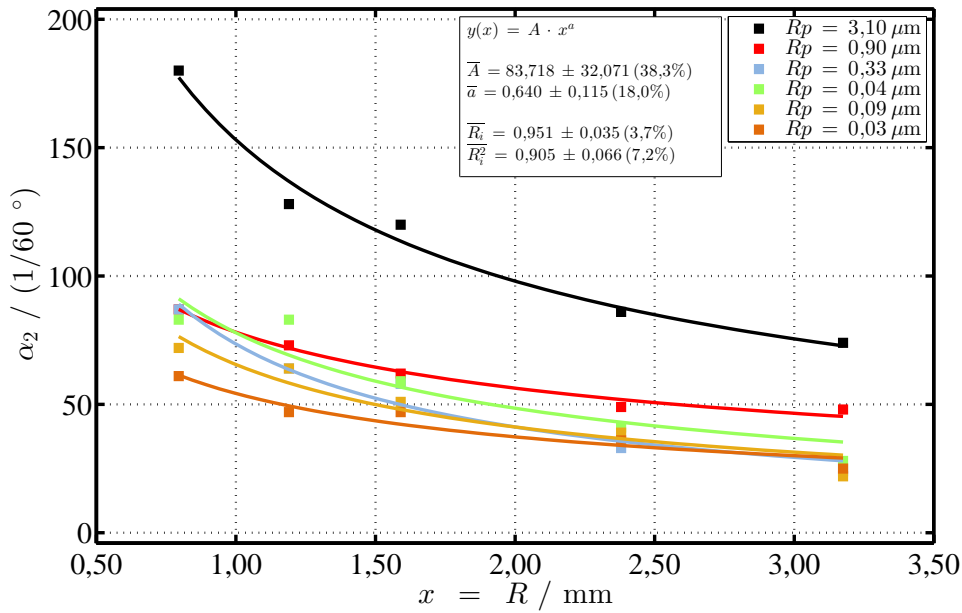


Abbildung 7.5: Darstellung der von BIKERMAN in Tab. I in [7] dokumentierten Daten. Winkel des Losrollens α_2 in Abhängigkeit des Radius' R .

7.3 Gegenüberstellung von Ergebnissen aus Contact, MT und RRT

Nachdem in Abschn. 7.1 bereits die Diskussion der Ergebnisse aus der numerischen Untersuchung weiter vertieft wurde, erfolgt in diesem Abschnitt eine gemeinsame / übergreifende Diskussion der Ergebnisse aus Gleitreibungsmessung, numerischer Untersuchung und Messung des Rollwiderstands, um Antworten auf die in Kap. 3.1 formulierten Fragen zu finden. Im Speziellen geht es dabei um folgende:

- Welchen Einfluss hat die rauheitsabhängige Gleitreibung auf den Widerstand beim freien Rollen der jeweils gleichen Tribopaarung?
- Existiert eine optimale Oberflächenrauheit, z.B. gemessen am quadratischen Mittenrauwert, die zu einem minimalen Rollwiderstand führt?

Um diese Fragen zu beantworten, werden Daten aus der numerischen Untersuchung des Rollwiderstands in Abhängigkeit des Gleitreibungskoeffizienten mit entsprechenden Messdaten verglichen. Dazu wird wieder das Beispiel der Paarung WC / Saphir herangezogen, für das die Ergebnisse der Untersuchung in Abb. 7.6 dargestellt sind. Der gewählte Bereich $\mu_g = 0,1 \dots 0,3$ entspricht den mit dem MT gemessenen Werten dieser Paarung (s. Abschn. 6.3.3).

Wird der Verlauf der Daten in Abb. 7.6 mit dem Verlauf der Messdaten in Abb. 7.7 verglichen, so zeigt sich in beiden Fällen ein Trend zu Abnahme des Rollwiderstands mit zunehmender Reibung. Der Unterschied zwischen den Daten liegt in der absoluten Größe: aus der numerischen Untersuchung folgen Rollwiderstandskoeffizienten von $\mu_r \approx 1 \cdot 10^{-8}$ wohingegen die Messdaten um mehrere Größenordnungen größere Werte zeigen ($\mu_r \approx 5 \dots 50 \cdot 10^{-5}$). Diese Daten lassen

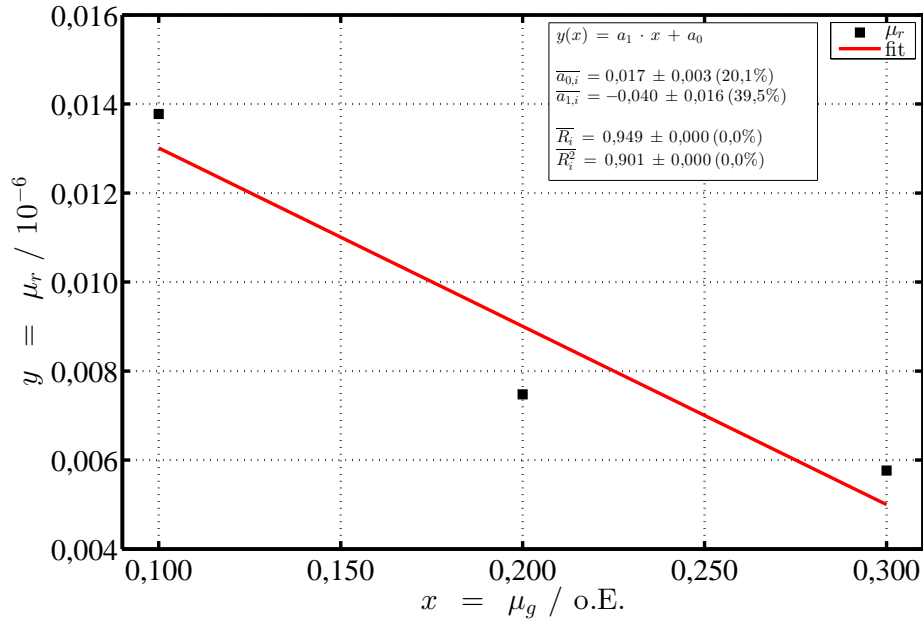


Abbildung 7.6: Daten der numerischen Untersuchung des Rollwiderstandskoeffizienten als Funktion des Gleitreibungskoeffizienten. Die elastischen Parameter der Paarung entsprechen dem Kontakt von WC / Saphir. Der dargestellte Bereich des Gleitreibungskoeffizienten entspricht den mit dem MT gemessenen Werten. Weiterhin ist eine Ausgleichsgerade mit deren Fit-Parametern dargestellt.

vermuten, dass Rollreibung im REYNOLDSschen Sinn die gemessenen Rollwiderstände nicht ausreichend erklärt, respektive der Beitrag der REYNOLDSschen Rollreibung zum Gesamtwiderstand eine nur untergeordnete Rolle spielt.

Betrachtet man für weitere Materialpaarungen die Verläufe von μ_r über μ_g , kann festgestellt werden, dass es gemessen an den Ausgleichsgeraden keinen eindeutigen Trend für die Abhängigkeit von Rollwiderstand und Gleitreibung gibt: für Al_2O_3 / ZrO_2 findet man im Gegensatz zu den numerischen Ergebnissen einen steigenden Rollwiderstand mit zunehmender Gleitreibung (s. Abb. 7.8), für Al_2O_3 / WC sinkt der Rollwiderstand mit steigender Gleitreibung (s. Abb. 7.9) und im Fall von ZrO_2 / ZrO_2 steigt oder fällt der Rollwiderstand mit der Gleitreibung je nach Kugeldurchmesser (s. Abb. 7.10).

In den Abb. 7.8, 7.9 und 7.10 wurden, wie bereits erwähnt, Ausgleichsgeraden eingezeichnet, um den generellen Trend der Messdaten zu zeigen. Werden die Daten näher betrachtet, zeigen sich besonders für die Kugeln mit $D = 1 \text{ mm}$ lokale Maxima im Bereich $\mu_g \approx 0,15 \dots 0,2$. Speziell im Fall von Al_2O_3 / WC (s. Abb. 7.9) zeigt sich ein starker Anstieg des Rollwiderstandskoeffizienten, gefolgt von einem schnellen Abfall, der sich mit zunehmendem Gleitreibungskoeffizienten verlangsamt. Dieser Werteverlauf erinnert stark an die Daten der numerischen Untersuchung, woraus der Eindruck einer guten Übereinstimmung entstehen könnte.

In Anbetracht der Größe der Gleitreibungskoeffizienten, bei denen die lokalen Maxima auftreten, muss die vermeintliche Übereinstimmung bezweifelt werden. Eine Erklärung für den Verlauf der

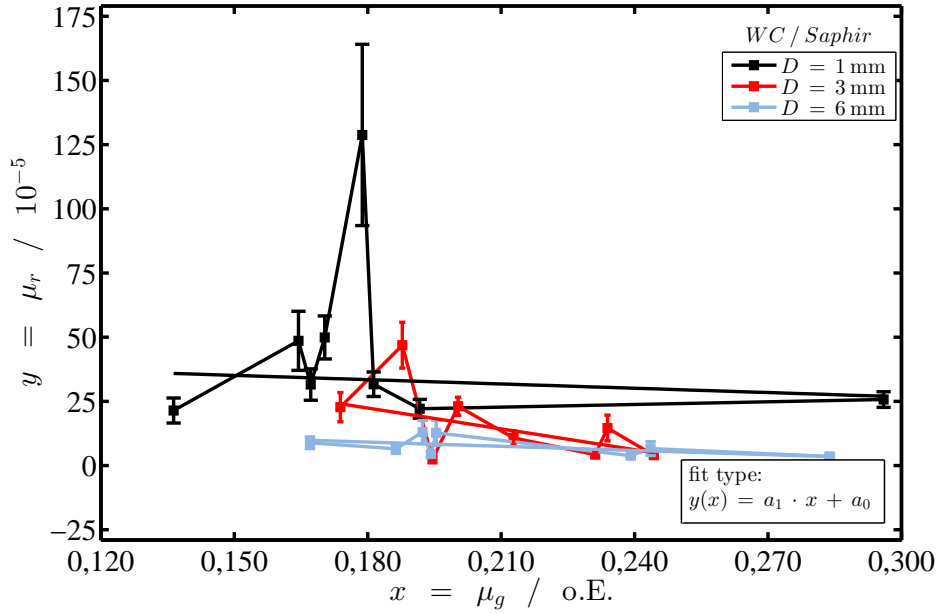


Abbildung 7.7: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung WC / Saphir. Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.

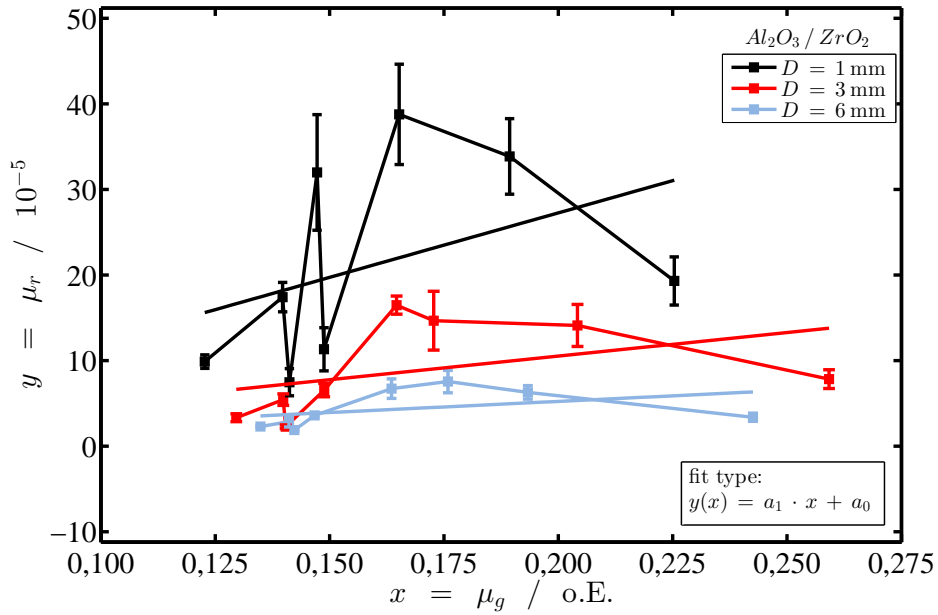


Abbildung 7.8: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung Al_2O_3 / ZrO_2 . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den generellen Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.

Messdaten findet sich im starken Zusammenhang zwischen CoRR und S_q . Wird bspw. $\mu_r(\mu_g)$ und $S_q(\mu_g)$ für Al_2O_3 / WC ($D = 1$ mm) in einem Diagramm dargestellt (s. Abb. 7.11), zeigen sich nahezu identische Kurvenverläufe. Ein ganzes ähnliches Bild ergibt sich z.B. für ZrO_2 / ZrO_2 ($D = 1$ mm); die entsprechenden Messdaten sind in Abb. 7.12 dargestellt. Ein weiteres Beispiel für eine Paarung gleicher Materialien (100Cr6 / 100Cr6) befindet sich in Abb. 7.13. Die beiden letzten

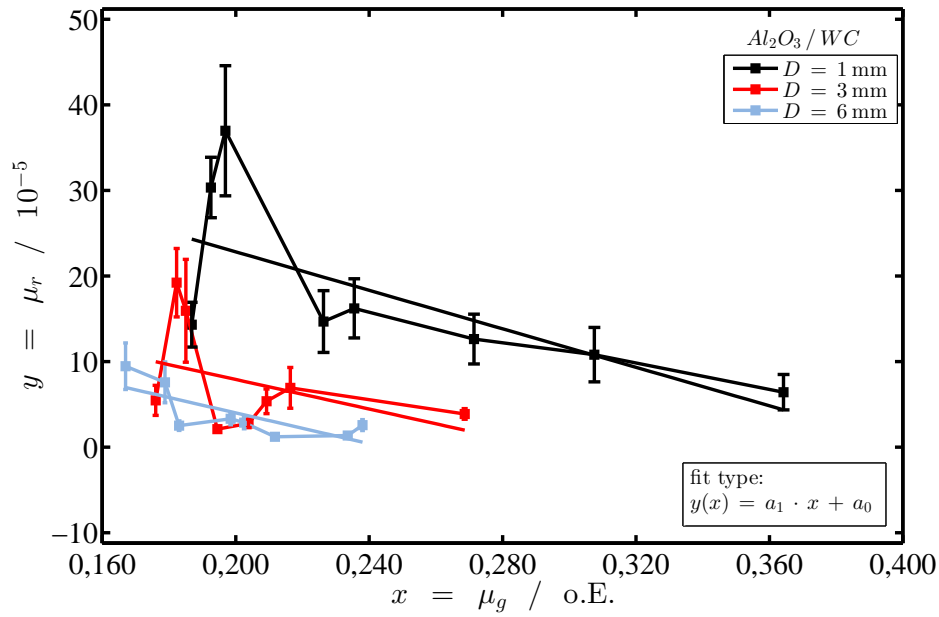


Abbildung 7.9: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung Al_2O_3 / WC . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den generellen Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.

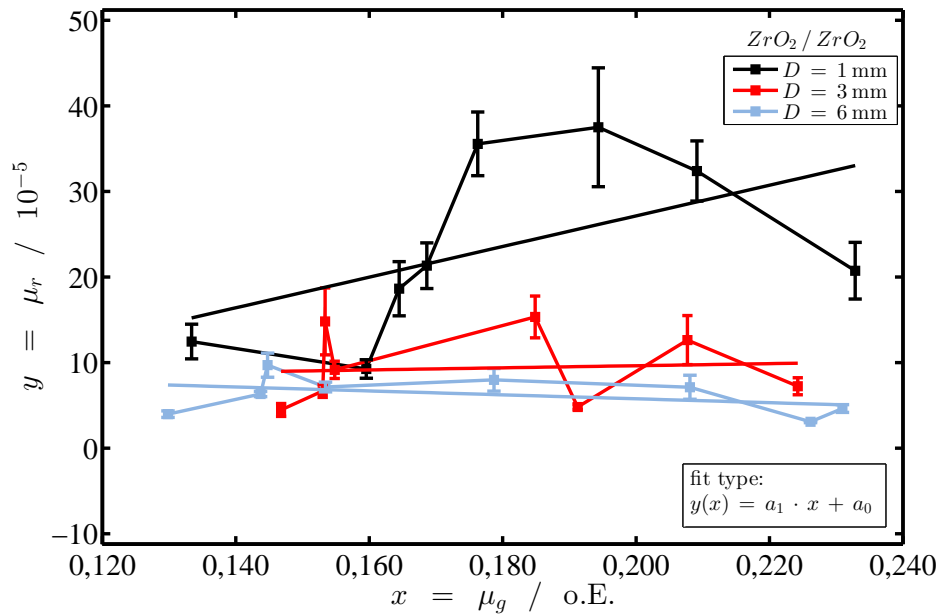


Abbildung 7.10: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung ZrO_2 / ZrO_2 . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade dargestellt, um den generellen Trend / Verlauf der Messpunkte hervorzuheben.

Beispiele sind insofern interessant, da es sich um Paarungen gleicher Materialien handelt. Den numerischen Untersuchungen sowie den Ausführungen in Abschn. 2.6 bzw. Abschn. 3.1 zufolge, sollten diese Paarungen keinen signifikanten Rollwiderstand im REYNOLDSschen Sinn zeigen, da es keine Schlupfzonen im Kontakt gibt. Wird die Größenordnung des Rollwiderstands von ZrO_2 / ZrO_2 (s. Abb. 7.12) bzw. 100Cr6 / 100Cr6 (s. Abb. 7.13) mit dem von z.B. Al_2O_3 / WC (s. Abb. 7.11)

verglichen, einer Paarung mit sehr unterschiedlichen elastischen Parametern, kann kein signifikanter Unterschied beobachtet werden; alle drei Paarungen zeigen für den Kugeldurchmesser $D = 1 \text{ mm}$, maximale Rollwiderstandskoeffizienten im Bereich $\mu_r = 30 \dots 40 \cdot 10^{-5}$. In allen Fällen ist der entsprechende Maximalwert von S_q im Bereich von $100 \dots 120 \text{ nm}$, was die Größenordnung und die ungefähre Gleichheit der Rollwiderstandskoeffizienten erklärt.

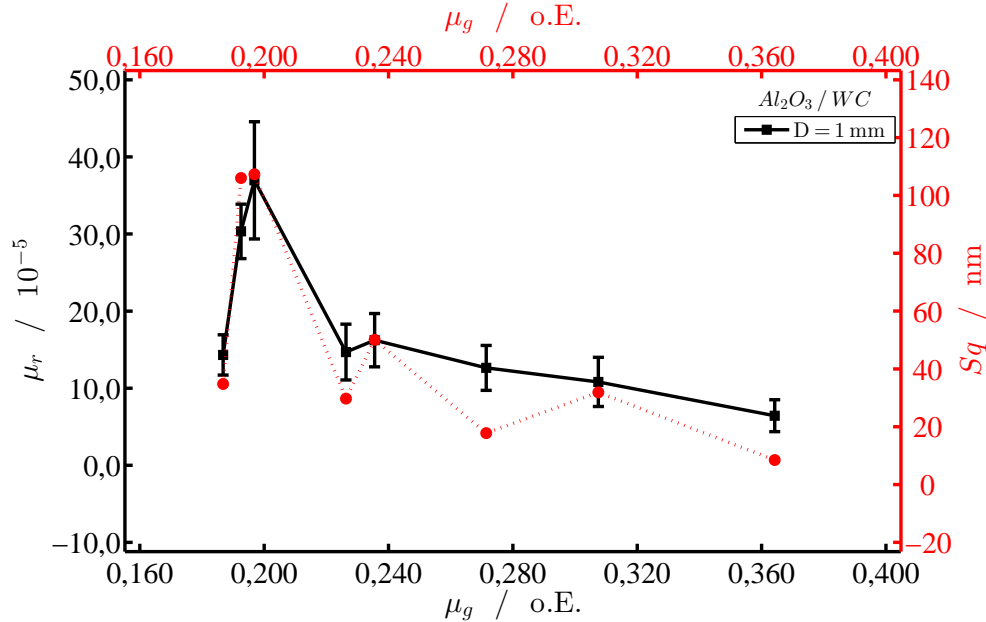


Abbildung 7.11: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{WC}$ mit dem zugehörigen Verlauf von S_q .

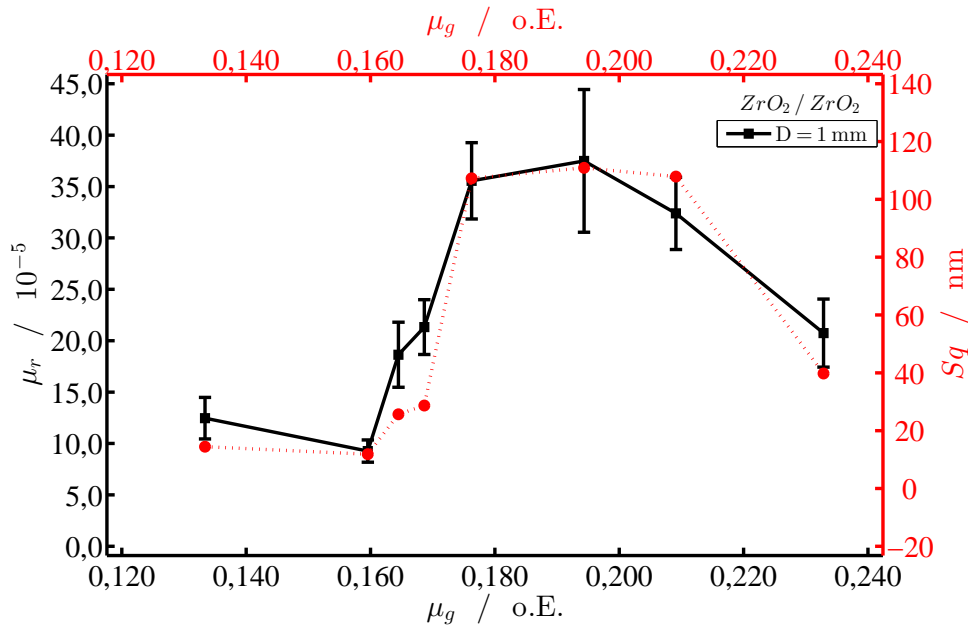


Abbildung 7.12: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung $\text{ZrO}_2 / \text{ZrO}_2$ mit dem zugehörigen Verlauf von S_q .

Abschließend kann bzgl. der Gegenüberstellung von Ergebnissen der numerischen Untersuchung und den Messungen von Roll- und Gleitwiderstand festgehalten werden, dass die Ursache des Rollwiderstands beim freien Rollen harter Wälzkörper zum Großteil durch material-interne Verluste

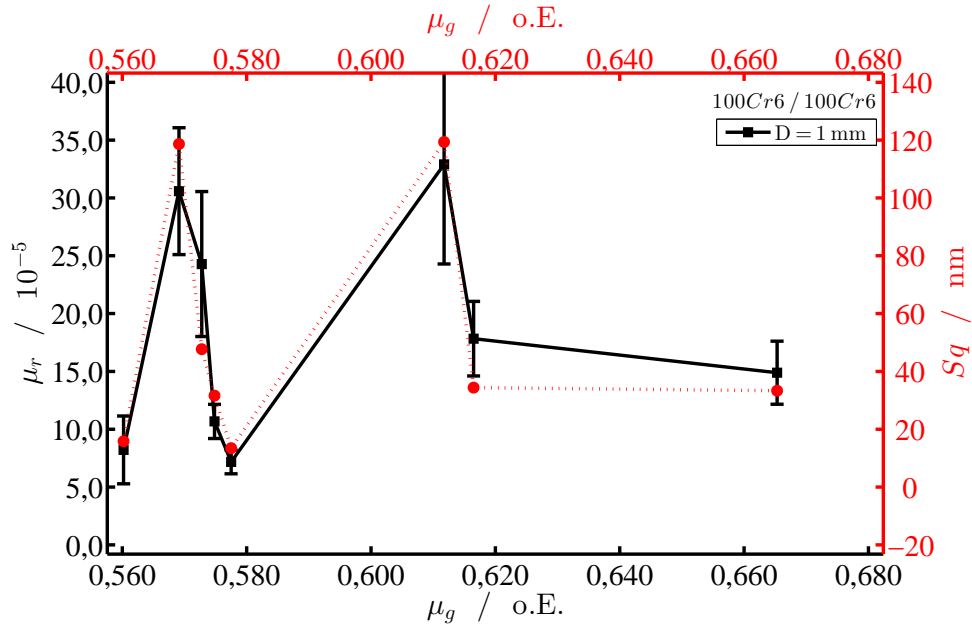


Abbildung 7.13: Messdaten des CoRR als Funktion des CoF für die Paarung 100Cr6 / 100Cr6 mit dem zugehörigen Verlauf von S_q .

verursacht werden muss, da, zumindest unter den gegebenen Messbedingungen, kein signifikanter Anteil nachweisbar war, der auf äußere Reibung zurückzuführen ist¹. Dies wird vor allem an Messungen gleichgepaarter Materialien deutlich, die der kontaktmechanischen Betrachtung nach keine REYNOLDSsche Rollreibung zeigen sollten.

Den obigen Ausführungen folgend, ist die eingangs gestellte Frage nach dem Einfluss der „rauheitsabhängigen Gleitreibung“ auf den Rollwiderstand nicht korrekt gestellt bzw. wurde sie mit der Erwartungshaltung gestellt, dass die „rauheitsabhängige Gleitreibung“ als ein verknüpfter Parameter auftritt und nicht beide Teile, Rauheit und Gleitreibung, getrennt betrachtet werden müssen. Wie sich herausstellte, ist die Gleitreibung an sich, wenn überhaupt, nur marginal am gesamten Rollwiderstand harter Wälzkörper beteiligt, wohingegen die Rauheit eine dominante Rolle spielt. Die zweite Frage nach einer optimalen Oberflächenrauheit für den geringsten Widerstand eines freien Rollkontakts ist ebenso beantwortet: es existiert offenbar kein lokales Minimum, wie es für manche Gleitreibungspaarungen beobachtet werden kann (s. Abschn. 6.3.1), sondern nur ein globales Minimum, welches unabhängig vom Material bei minimaler Rauheit (gemessen an S_q) liegt.

¹erste Ergebnisse hierzu wurden durch den Autor auf der Nordtrib 2012 am 14. Juni 2012 unter dem Titel „Rolling friction of single balls in a flat–ball–flat contact as a function of surface roughness“ vorgestellt und anschließend in Tribol. Lett., Springer US, 2013, 51, 1–8 veröffentlicht [144]

7.4 Zusammenhang zwischen Kugel–Eindruckversuchen und direkter Messung des Rollwiderstands

In diesem Abschnitt wird die oben formulierte Frage (s. Kap. 3.1) diskutiert, ob aus der Messung der Hysteresearbeit im Kugel–Eindruckversuch, direkt auf den Rollwiderstand des gleichen Tribopaars geschlossen werden kann. Dazu werden im Weiteren nicht die Hysteresearbeit W_{F_i} und der Rollwiderstand F_r an sich betrachtet, sondern die jeweiligen Widerstandskoeffizienten CoIH und CoRR. In den Abbildungen 7.14 und 7.15 sind beispielhaft die Verläufe der Messdaten von Al_2O_3 / Saphir und ZrO_2 / ZrO_2 dargestellt. Beide zeigen eine klare Korrelation beider Koeffizienten, für die in diesem Abschnitt ein funktionaler Zusammenhang entwickelt werden soll.

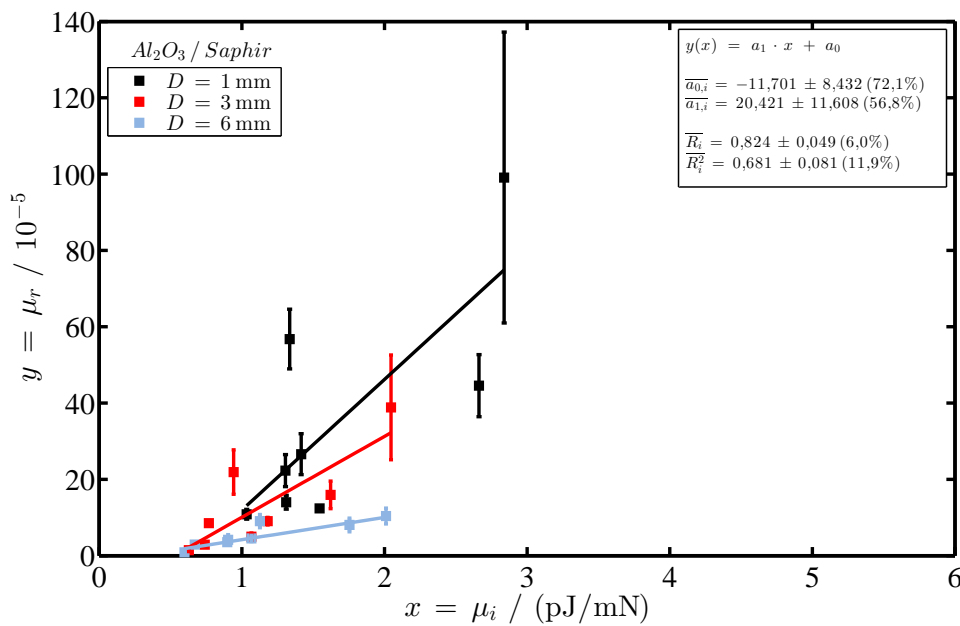


Abbildung 7.14: Rollwiderstandskoeffizient μ_r in Abhängigkeit des Indentationshysteresekoeffizienten μ_i für die Materialpaarung Al_2O_3 / Saphir. Zusätzlich zu den nach Durchmesser getrennten Messdaten, sind Ausgleichsgeraden und Angaben zu deren Fit-Parametern dargestellt.

In den Abbildungen 7.14 und 7.15 sind CoRR vs. CoIH nach Durchmesser getrennt dargestellt. Zusätzlich sind entsprechende Ausgleichsgeraden $\mu_r = a_1 \cdot \mu_i + a_0$ angepasst, deren Anstiege mit sinkendem Durchmesser anwachsen. So wie in den Abbildungen dargestellt, wurde auch mit den restlichen Paarungen der gesamten Materialmatrix verfahren und die Verteilungsfunktionen der Achsenabschnitte a_0 , Anstiege a_1 und Korrelationskoeffizienten R erstellt. Die entsprechenden Diagramme zu a_0 sowie zu R sind in den Abbildungen 7.16 bzw. 7.17 dargestellt. Aus der kumulierten Verteilungsfunktion von a_0 in Abb. 7.16 folgt der Median von nahezu Null, woraus geschlossen werden kann, dass bei verschwindendem CoIH auch der CoRR verschwindet. Weiterhin zeigt sich in Abb. 7.17, dass für 80% der Messdaten der Korrelationskoeffizient $R \geq 0,8$ ist. Dies

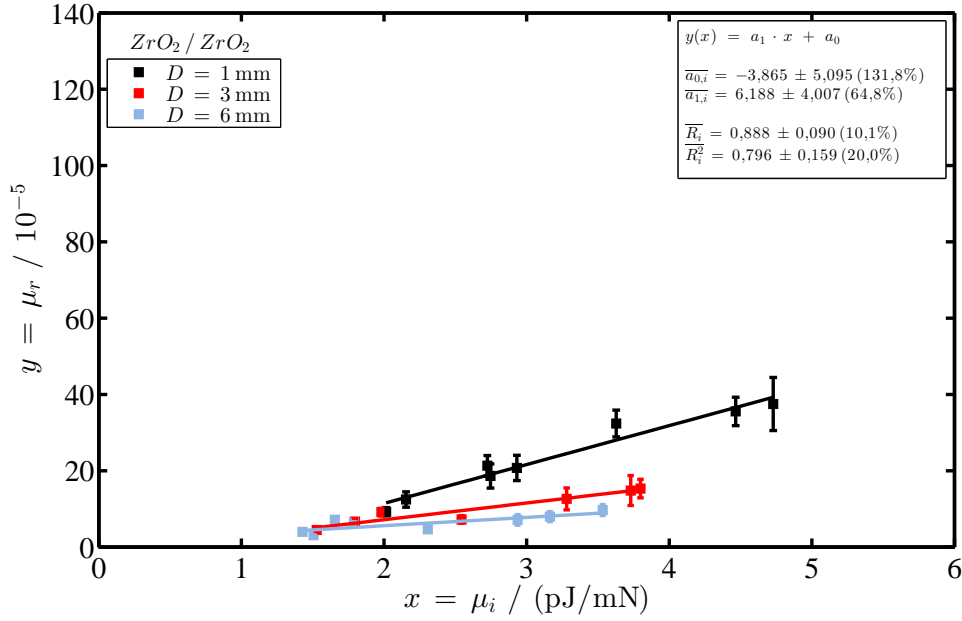


Abbildung 7.15: *CoRR in Abhängigkeit von CoIH für die Materialpaarung ZrO_2 / ZrO_2 . Zusätzlich zu den nach Durchmesser getrennten Messdaten, sind Ausgleichsgeraden und Angaben zu deren Fit-Parametern dargestellt.*

weist darauf hin, dass unabhängig vom jeweiligen Material, eine ausgeprägte lineare Korrelation von CoIH und CoRR vorhanden ist.

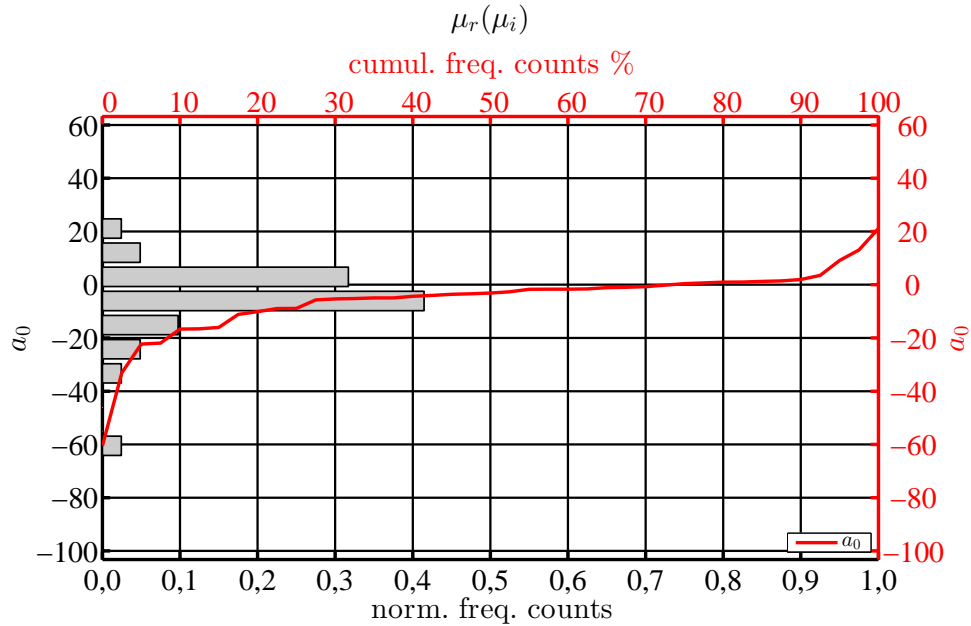


Abbildung 7.16: *Häufigkeitsverteilung (grau / schwarz) sowie kumulierte Häufigkeitsverteilung (rot) der Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden $\mu_r = a_1 \cdot \mu_i + a_0$ für alle getesteten Materialpaarungen und Durchmesser. Im Mittel aller Messdaten ist $a_0 \approx 0$.*

Aus den beiden Sachverhalte, $a_0 \approx 0$ in Verbindung mit der guten Korrelation von CoRR und CoIH, folgt, dass es zwischen beiden Größen sehr wahrscheinlich einen direkten linearen Zusammenhang

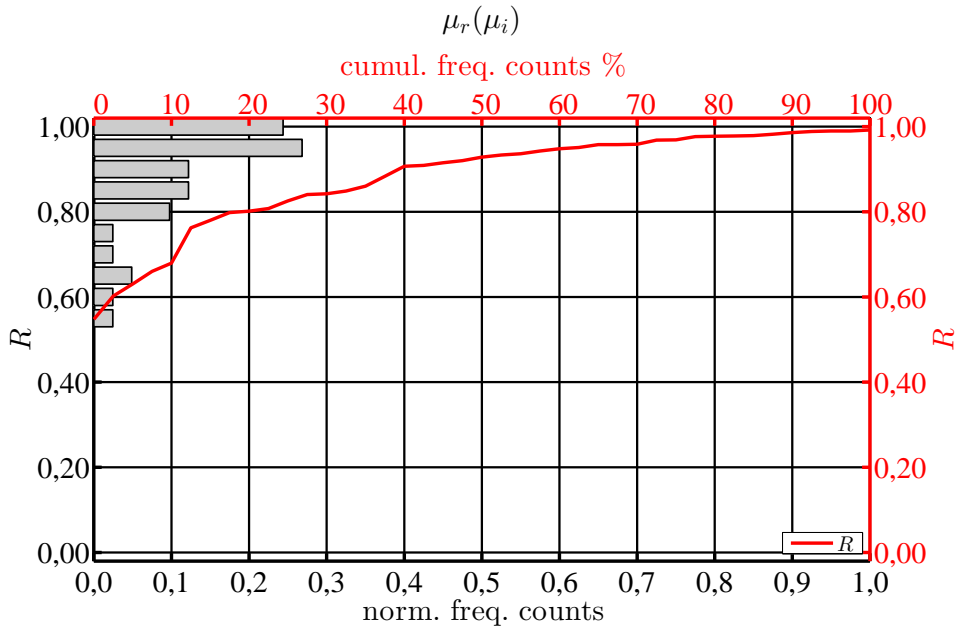


Abbildung 7.17: Häufigkeitsverteilung (grau / schwarz) sowie kumulierte Häufigkeitsverteilung (rot) der Korrelationskoeffizienten R der Ausgleichsgeraden $\mu_r = a_1 \cdot \mu_i + a_0$ für alle getesteten Materialpaarungen und Durchmesser. Die kumulierte Verteilung zeigt, dass für 80% der Messdaten $R \geq 0,8$ ist, worin die gute lineare Korrelation von CoRR und CoIH zum Ausdruck kommt.

gibt, wobei der Proportionalitätsfaktor von weiteren Einflüssen wie z.B. Materialeigenschaften oder dem Kugelradius abhängig sein kann. Dementsprechend muss der Rollwiderstandskoeffizient im Moment als eine Funktion der Form $\mu_r(\mu_i, R)$ betrachtet werden. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 7.18 für die Paarung Saphir / ZrO_2 dargestellt. Die dort gezeigten Messdaten wurden mit folgender Funktion angepasst:

$$\mu_r(\mu_i, R) = \frac{\mu_{\mu_i} \cdot \mu_i + \mu_0}{R^a} \quad (7.1)$$

Die Zählerfunktion in Glg. 7.1 spiegelt den linearen Verlauf der Messdaten bei gegebenen Radius wieder. Das Potenzgesetz im Nenner berücksichtigt die Radiusabhängigkeit.

Für den Moment, sei die oben erwähnte Radiusabhängigkeit von $\mu_r(\mu_i, R)$ für die Entwicklung eines funktionalen Zusammenhangs zwischen CoRR und CoIH nicht explizit betrachtet. Der Ausgangspunkt der folgenden Herleitung ist der HERTZsche Kugel–Ebene–Kontakt, der für raue Oberflächen die augenscheinliche Kontaktfläche beschreibt. Für die dazugehörige Druckverteilung $p(r)$ gilt [145]:

$$p(r) = p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{r^2}{a_c^2}} \quad (7.2)$$

Darin ist r die Radiuskoordinate innerhalb des Kontaktkreises, a_c der Kontaktradius und p_0 der maximale Druck im Zentrum des Kontakts. Im Weiteren wird angenommen, dass die verrichtet Indentationsarbeit dW_{F_i} bezogen auf ein Flächenelement dA innerhalb des Kontakts, proportional

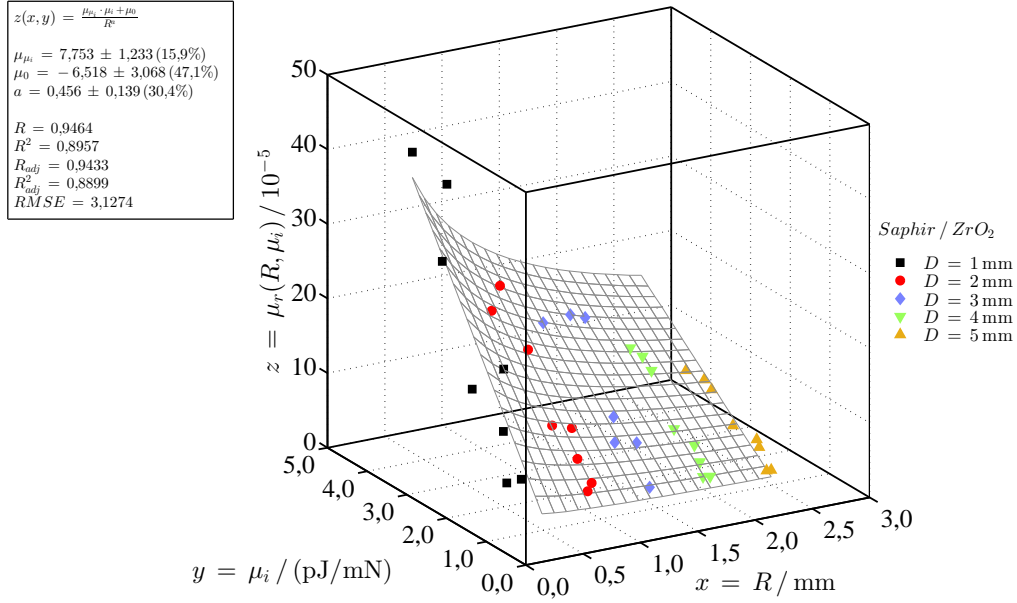


Abbildung 7.18: Darstellung von CoRR über CoIH und Radius für Saphir / ZrO₂. Weiterhin ist die Funktion $\mu_r(\mu_i, R) = \frac{\mu_{\mu_i} \cdot \mu_i + \mu_0}{R^a}$ dargestellt, mit der die Messdaten angepasst wurden.

zu der auf dieses Element wirkenden Normalkraft $dF = p(r) \cdot dA$ ist. Diese Annahme basiert auf dem nahezu linearen Anwachsen der realen Kontaktfläche unter Wirkung einer Normalkraft (Ausführungen dazu siehe Abschn. 2.2) und stützt sich zusätzlich auf die linearen Verläufen der Wirkungs–Last–Kurven (W_{F_i} über F_n) der IHPS–Messungen (s. z.B. Abb. 6.34 auf S. 109). Für dW_{F_i} folgt damit:

$$dW_{F_i} = \omega \cdot p(r) \cdot dA \quad (7.3)$$

Darin ist ω ein flächenspezifischer Proportionalitätsfaktor. Für die Verlustarbeit W_{F_i} gilt damit:

$$W_{F_i} = \int_{A^+} \omega \cdot p(r) \cdot dA \quad (7.4)$$

Mit A^+ wird der Bezug / Integrationsbereich ausschließlich auf den rechten Halbkreis des Kontakts gesetzt und damit auf den einlaufenden Kontakt. Dies wird damit begründet, dass beim freien Rollen zwischen aus- und einlaufendem Kontakt ein elastisches Gleichgewicht herrscht und Netto–Verluste nur durch plastische Deformationen von Rauspitzen und / oder durch visko–elastische Vorgänge während der Kompression der Oberflächen im einlaufenden Kontakt entstehen. Die visko–elastische Expansion im auslaufenden Kontakt kann dabei als Vortrieb wirken, wobei dieser jedoch nie so groß sein kann, dass er die Kompression ausgleicht. Dies liegt an der verzögerten Rückformung (s. Abschn. 2.4), die im auslaufenden Kontakt stattfindet. Im Gegensatz dazu, wird im einlaufenden Kontakt die Verformung aufgezwungen, wodurch final ein visko–elastischer Netto–Verlust entsteht.

Im hier betrachteten Fall des stationären Rollens einer Kugel zwischen zwei Ebenen, wird die Kugel bzgl. der jeweiligen Ebenen kontinuierlich verschoben und somit auch die Druckverteilung.

Dabei sei Δx eine hinreichend kleine Verschiebung der Kugel / Druckverteilung entlang der positiven x-Achse, welche die Bewegungsrichtung sein soll. Die dazu notwendige Verformungs- / Indentationsarbeit ergibt sich aus der Differenz der Druckverteilungen, was gleichbedeutend mit lokalen Laständerungen innerhalb des Kontaktkreises ist. Die aufzuwendende Arbeit $\Delta W_{F_i}(\Delta x)$ für eine Verschiebung um Δx ist daher:

$$\Delta W_{F_i}(\Delta x) = \int_{A^+} \omega \cdot (p(r, x + \Delta x) - p(r, x)) \cdot dA = \omega \cdot \int_{A^+} \Delta p \cdot dA \quad (7.5)$$

Um Δp für die Verschiebung Δx auszuwerten, werden die Druckverteilungen nicht wie in Glg. 7.2 in Polarkoordinaten aufgeschrieben, sondern in kartesischen. Damit ergibt sich:

$$\Delta p = \left[\sqrt{1 - \frac{(x - \Delta x)^2 + y^2}{a_c^2}} - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a_c^2}} \right] \quad (7.6)$$

Wird der erste Wurzel Ausdruck in Glg. 7.6 für $\Delta x \rightarrow 0$ in eine Reihe entwickelt und nach dem linearen Glied abgebrochen, folgt:

$$\sqrt{1 - \frac{(x - \Delta x)^2 + y^2}{a_c^2}} \approx \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a_c^2}} + \frac{x/a_c^2}{\sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a_c^2}}} \cdot \Delta x \quad (7.7)$$

Durch Einsetzen von Glg. 7.7 in 7.6 und anschließendem Vereinfachen, erhält man für die Druckänderung im Kontakt folgenden Ausdruck:

$$\Delta p \approx p_0 \cdot \frac{x/a_c^2}{\sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a_c^2}}} \cdot \Delta x \quad (7.8)$$

Was nun noch folgen muss, ist die Integration von Δp über den vorderen Kontaktkreis (s. Glg. 7.5). Dazu ist es vorteilhaft wieder auf Polarkoordinaten überzugehen, wofür $x = r \cdot \cos(\phi)$ und $y = r \cdot \sin(\phi)$ ersetzt wird. Das Integral in Glg. 7.5 wird damit zu:

$$\int_{A^+} \Delta p \cdot dA = 2 \cdot \int_0^{a_c} \int_0^{\pi/2} p_0 \cdot \frac{r \cdot \cos(\phi)/a_c^2 \cdot \Delta x}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a_c^2}}} \cdot r \cdot d\phi dr \quad (7.9)$$

Ausgewertet ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\int_{A^+} \Delta p \cdot dA = \frac{\pi}{2} \cdot a_c \cdot p_0 \cdot \Delta x \quad (7.10)$$

Einsetzen von Glg. 7.10 in 7.5 ergibt die aufzubringende Indentationsarbeit, um die Kugel um Δx weiterzubewegen:

$$\Delta W_{F_i}(\Delta x) = \frac{\pi}{2} \cdot a_c \cdot p_0 \cdot \omega \cdot \Delta x \quad (7.11)$$

Diese Arbeit (Glg. 7.11) entspricht der Rollwiderstandsarbeit ΔW_{F_r} , die zur Vorwärtsbewegung der Kugel notwendig ist:

$$\Delta W_{F_r}(\Delta x) = \mu_r \cdot F_n \cdot \Delta x \quad (7.12)$$

Gleichsetzen von Glg. 7.11 und 7.12 sowie Kürzen von Δx liefert:

$$\frac{\pi}{2} \cdot a_c \cdot p_0 \cdot \omega = \mu_r \cdot F_n \quad (7.13)$$

Unter Ausnutzung von $p_0 = \frac{3}{2}\bar{p} = \frac{3}{2} \frac{F_n}{\pi a_c^2}$ (HERTZsche Kontakttheorie) erhält man:

$$\frac{\pi}{2} \cdot a_c \cdot \frac{3}{2} \frac{F_n}{\pi a_c^2} \cdot \omega = \mu_r \cdot F_n \quad (7.14)$$

Nach Vereinfachungen folgt daraus:

$$\mu_r = \frac{3}{4} \omega / a_c \quad (7.15)$$

Der Proportionalitätsfaktor ω , eingeführt in Glg. 7.3, entspricht der Ableitung der Indentationsarbeit nach der Normalkraft. Es gilt:

$$\omega = \frac{dW_{F_i}}{p(r) \cdot dA} = \frac{dW_{F_i}}{dF_n} \quad (7.16)$$

Die rechte Seite von Glg. 7.16 ist damit gleichbedeutend mit dem Koeffizienten der Indentationshysterese CoIH, der als Steigung von Ausgleichsgeraden der Hystereseverluste über der maximal aufgebrachten Normalkraft definiert wurde (s. Abschn. 6.7). Wird dementsprechend ω in Glg. 7.15 durch μ_i , ersetzt, dem Formelzeichen von CoIH, folgt für μ_r :

$$\mu_r = \frac{3}{4} \mu_i / a_c \quad (7.17)$$

Es ist ersichtlich, dass Glg. 7.17 einen Zusammenhang zwischen CoIH und CoRR herstellt, wobei jedoch der HERTZsche Kontaktradius benötigt wird. Entsprechend der Durchführung der Messungen als Wirkungs–Last–Kurven, ergibt sich daher das Problem, dass der Kontaktradius im Verlauf der Messungen kontinuierlich größer wurde. Die Überprüfung von Glg. 7.17 anhand von Messdaten, ist daher ohne weitere Schritte nicht möglich. Aus diesem Grund wird der mittlere Kontaktradius \bar{a}_c eingeführt, welcher als arithmetischer Mittelwert der HERTZschen Kontaktradien für alle verwendeten Lasten von $F_n = 30 \dots 300$ mN berechnet wurde. Werden die Messdaten des CoIH in Abb. 7.18 entsprechend Glg. 7.17 unter Verwendung von \bar{a}_c skaliert, verschwindet die Abhängigkeit vom Radius nahezu komplett. Eine entsprechende Darstellung der Messdaten befindet sich in Abb. 7.19. Die verschwundene Radiusabhängigkeit ist daran zu erkennen, dass der Exponent a der dargestellten Fit–Funktion de facto Null ist und damit der Nenner Eins wird. Die so skalierten Daten weisen kaum mehr eine Krümmung auf, im Gegensatz zur ehemaligen Funktion $\mu_r(\mu_i, R)$ (Glg. 7.1). Stattdessen liegen die Messpunkte in einer Ebene, die nur noch entlang der Achse μ_i/\bar{a}_c einen Anstieg zeigt.

Die Messdaten in Abb. 7.19 wurden formal mit der Funktion in Glg. 7.1 angepasst, wobei jedoch das Argument μ_i durch $\frac{\mu_i}{\bar{a}_c}$ ersetzt wurde. Der Vollständigkeit halber ist die eigentliche Fit–Funktion $\mu_r(\mu_i, R)$ mit dem zusätzlichen Parameter \bar{a}_c hier angegeben:

$$\mu_r(\mu_i, R) = \frac{\mu_{\mu_i} \cdot \frac{\mu_i}{\bar{a}_c} + \mu_0}{R^a} \quad (7.18)$$

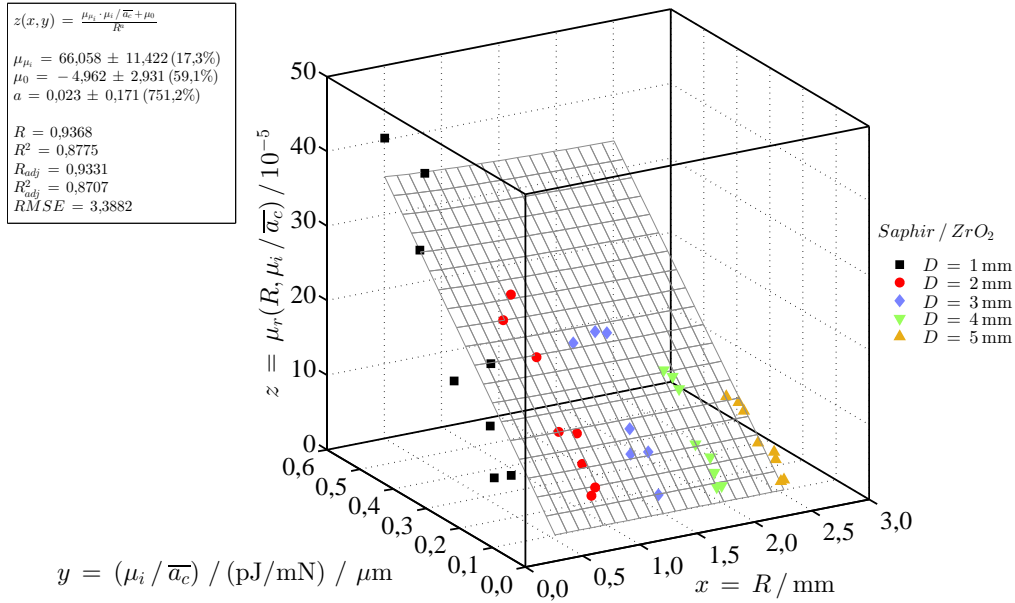


Abbildung 7.19: Darstellung von CoRR über den mit $\overline{a_c}$ skalierten CoIH und über den Radius für Saphir / ZrO₂. Weiterhin ist die Funktion dargestellt, mit welcher die Messdaten angepasst wurden.

Wird das für die Paarung Saphir / ZrO₂ beschriebene Verfahren bzw. Glg. 7.18 auf alle getesteten Materialpaarungen angewendet, ergibt sich eine gewisse Streuung der Exponenten a sowie eine Abweichung von $a \approx 0$. Das Mittel aller Fit-Koeffizienten liegt bei $\overline{a_i} = 0,227$, woraus für die getesteten Kugeldurchmesser bzw. Radien $R = 0,5 \dots 3,0$ mm ein Divisor von $0,85 \dots 1,28$ folgt. Wird der Median der Einzel-Fits $a_{med} = 0,174$ betrachtet oder der Exponent $a_{all} = 0,179$, der sich aus dem gemeinsamen Fit alle Materialien und Durchmesser ergibt, nimmt der Nenner Werte von $R^a = 0,88 \dots 1,22$ an, was relativ nah an $R^a \approx 1$ liegt und dem Ergebnis $\mu_r = \frac{3}{4} \mu_i / a_c$ aus Glg. 7.17 insofern entspricht, als dass die erwartete lineare Funktion $\mu_r(\mu_i)$ keine direkte Abhängigkeit von R zeigt.

Was bleibt, ist die Frage nach der Größe des entsprechenden Proportionalitätsfaktors. Der angegebene Faktor $3/4$ ist gemäß der obigen Herleitung nur für SI-Einheiten gültig, woraus CoRR in Einheiten von Eins folgt. Im Rahmen der Arbeit, wurden jedoch Kräfte in mN gemessen, Kontaktradien in μm betrachtet, CoIH in pJ/mN und CoRR in Einheiten 10^{-5} angegeben. Werden die entsprechenden Umrechnungsfaktoren in Betracht gezogen, ändert sich der Vorfaktor in Glg. 7.17 von 0,75 in 75. Dementsprechend kann erwartet werden, dass der Koeffizient μ_{μ_i} , der in der Fit-Funktion in Abb. 7.19 enthalten ist und als Proportionalitätsfaktor zwischen CoRR und CoIH auftritt, im Mittel dem genannten Wert entspricht. Für den ebenfalls enthaltenen Koeffizienten μ_0 , kann im Mittel Null erwartet werden. Zum Überprüfen dieser Vorhersagen wurde die Skalierung $\mu_i / \overline{a_c}$ wie oben beschrieben auf jede einzelne Materialpaarung angewendet und die entsprechenden Fit-Koeffizienten ermittelt. Die sich daraus ergebenden Histogramme und kumulierten Verteilungsfunktionen der Koeffizienten μ_0 und μ_{μ_i} sind den Abb. 7.20 und 7.21 dargestellt.

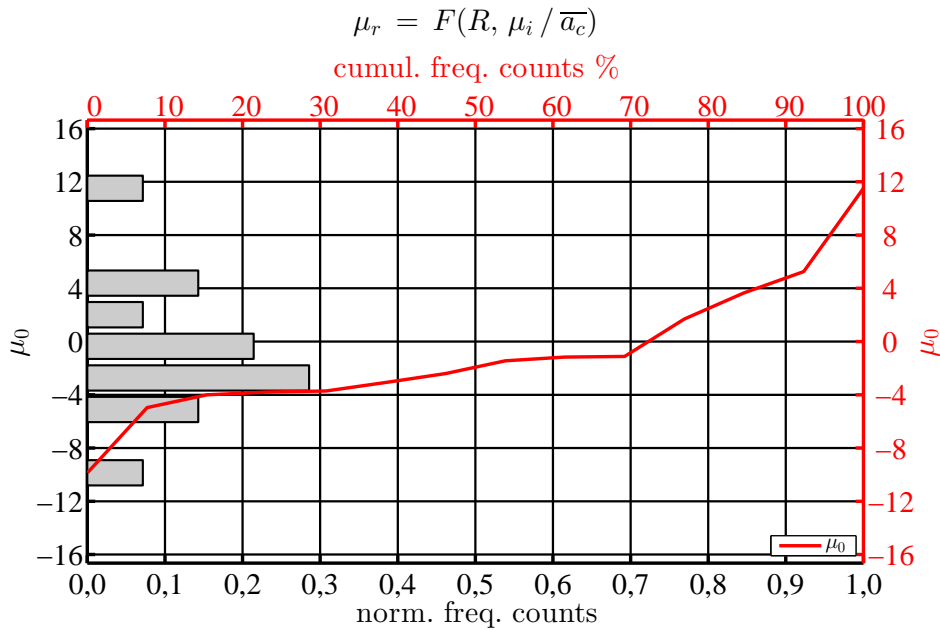


Abbildung 7.20: Häufigkeitsverteilung der Offsets $\mu_0 / 10^{-5}$ aus Glg. 7.18 nach der Auswertung über alle getesteten Materialpaarungen.

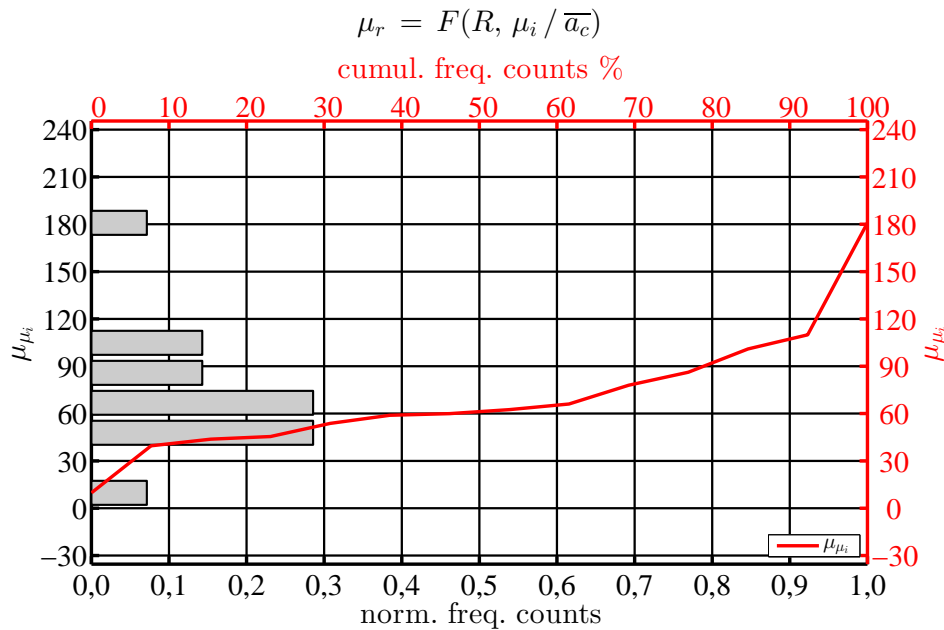


Abbildung 7.21: Häufigkeitsverteilung der Anstiege $\mu_{\mu_i} / (\text{mN/pJ} \cdot \mu\text{m})$ aus Glg. 7.18 nach der Auswertung über alle getesteten Materialpaarungen.

Die in Abb. 7.20 dargestellten Werte von μ_0 (Offset) ergeben folgendes Bild: arithmetischer Mittelwert $\overline{\mu_0} = -0,96 \pm 5,00$, Median $\mu_{0,med} = -1,93$ sowie Fit-Parameter bei gleichzeitiger (nicht nach Material getrennter) Anpassung über alle Punkte der Materialmatrix $\mu_0 = -0,327 \pm 0,758$. Wird die selbe Betrachtung für die in Abb. 7.21 dargestellten Werte von μ_{μ_i} durchgeführt, folgt analog: arithmetischer Mittelwert $\overline{\mu_{\mu_i}} = (71 \pm 39) \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$, Median $\mu_{\mu_i,med} \approx 61 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$ sowie Fit-Parameter bei gleichzeitiger Anpassung über alle Punkte der Materialmatrix $\mu_{\mu_i} = (52 \pm 3) \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$. Es sei hier nochmal darauf

hingewiesen, dass die angegebenen Werte die entsprechenden Umrechnungsfaktoren enthalten, sodass man CoRR in Einheiten von 10^{-5} erhält. Im Detail betrachtet, kann festgestellt werden, dass der Offset μ_0 nur geringfügig von Null abweicht. Vor dem Hintergrund der typischen Maximalbeträge, die für CoRR je nach Material und Durchmesser im Bereich von $\approx (40 \dots 110) \cdot 10^{-5}$ gemessen wurden, kann der Offset $\mu_0 \approx -1,93 \dots -0,327 \cdot 10^{-5}$ tatsächlich als verschwindend klein und damit als Null betrachtet werden, was mit den Erwartungen gemäß Glg. 7.17 übereinstimmt. Bezüglich der Vorhersage des Fit-Koeffizienten $\mu_{\mu_i} = 75 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$, kann ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten festgestellt werden. Der arithmetische Mittelwert $\overline{\mu_{\mu_i}} = 71 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$ stimmt fast perfekt mit der Vorhersage überein, wobei jedoch eine relativ große Streubreite von $\pm 39 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$ vorliegt. Der Median sowie der Wert des Fit-Koeffizienten, der über alle Materialpaarungen hinweg angepassten Funktion, weicht mit $61 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$ bzw. $52 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$ von der Vorhersage ab; beide Werte liegen jedoch zumindest in der erwarteten Größenordnung. Vor dem Hintergrund, dass der HERTZsche Kontaktradius gemittelt werden musste, um $\mu_r = 3/4 \cdot \mu_i/a_c$ berechnen zu können, scheint der Unterschied zwischen der Vorhersage $\mu_{\mu_i} = 75 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$ und den oben ermittelten Werten akzeptabel klein. Aus beiden Sachverhalten, $\mu_0 \approx 0$ und $\mu_{\mu_i,exp} \approx 75 \text{ mN/pJ} \cdot \mu\text{m}$, kann gefolgert werden, dass aus der Messung der Indentationshysterese mit dem oben hergeleiteten Ausdruck (Glg. 7.17) tatsächlich auf den Rollwiderstand des selben Tribopaars geschlossen werden kann, womit die am Anfang dieses Unterabschnitts bzw. in Kap. 3.3 formulierte Frage nach der direkten Umrechenbarkeit von Indentationshysterese in Rollwiderstand beantwortet wäre.

Zum Abschluss der Betrachtung von RRT- und IHPS-Messungen, soll auf die jeweilige lineare Zunahme des Rollwiderstands, der Eindringtiefe und der elastischen Hysterese mit steigendem Rauheitswert S_q zurückgekommen werden. Entsprechende Messdaten wurden bereits in den Abschnitten 6.5 und 6.7 vorgestellt. Zeitgleich sei an Abb. 3.1 auf S. 32 erinnert, welche die Grundlage zur Bestimmung der mittleren vertikalen Eindruckgeschwindigkeit war. Diese wurde vorübergehend als mögliche Ursache von Verlusten beim freien Rollen durch innere Reibung angesehen. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der inneren Reibung wiederum, wurde in Abschn. 2.5 betrachtet und festgehalten, dass sie bei mehreren aktiven DEBYE-Peaks nur wenig ausgeprägt sein sollte. Davon unberührt, ist das Auftreten der lastabhängigen Verformung der Proben im Kontakt. In diesem Zusammenhang sei an die Ausführungen in Abschn. 7.3 verwiesen, in welchem eine übergreifende Diskussion bzgl. der numerischen Untersuchungen mit CONTACT und den Messungen mit RRT und MT geführt wurde. Dieser zufolge ist die äußere Reibung, wenn überhaupt, nur marginal am Entstehen eines Rollwiderstands beim freien Rollen harter Wälzkörper beteiligt. Der Hauptteil des gemessenen Rollwiderstands, wurde daher inneren Verlusten zugeschrieben, welche mit zunehmender Last und damit auch zunehmender Eindringtiefe größer wurden. Daraus, sowie aus der oben erwähnten relativen Unabhängigkeit der inneren Verluste von der Geschwindigkeit, folgt daher, dass offenbar nicht (nur) die Verformungsrate, sondern die Verformung des Kontakts an sich zu Verlusten durch innere Reibung führt.

Die Messung des CoIH, welche als direkte Messung der inneren Verluste angesehen werden kann, scheint diese Argumentation zu untermauern. Der CoIH steigt den Messdaten zufolge mit dem CoID linear an. Dies kann bereits aus den jeweiligen Darstellungen von CoIH und CoID über dem Rauheitswert S_q entnommen werden (s. Abb. 6.43 bzw. 6.50). Eine direkte Betrachtung bestätigt den Zusammenhang, was am Beispiel der Messdaten von WC / WC in Abb. 7.22 erkennbar ist. Die entsprechende Auswertung für alle getesteten Materialpaarungen zeigt für die Mehrheit der Messdaten ebenfalls eine gute lineare Korrelation von CoIH und CoID mit einem positiven Korrelationskoeffizienten (s. Abb. 7.23). Dabei zeigt sich, dass für mehr als 70% der Probenpaare der Korrelationskoeffizient im Bereich $R \geq 0,8$ liegt, was als Bestätigung gewertet werden kann, dass die elastische Hysterese mit zunehmender Verformung linear ansteigt.

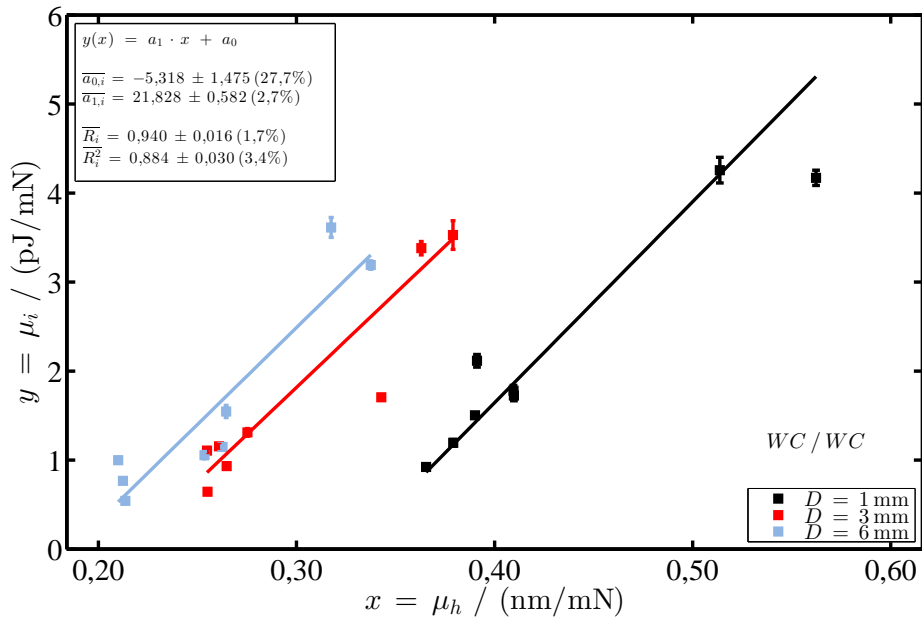


Abbildung 7.22: Korrelation von CoIH und CoID am Beispiel der Messdaten der Paarung WC / WC. Die Messpunkte wurden mit Ausgleichsgeraden angepasst, um deren Verlauf hervorzuheben.

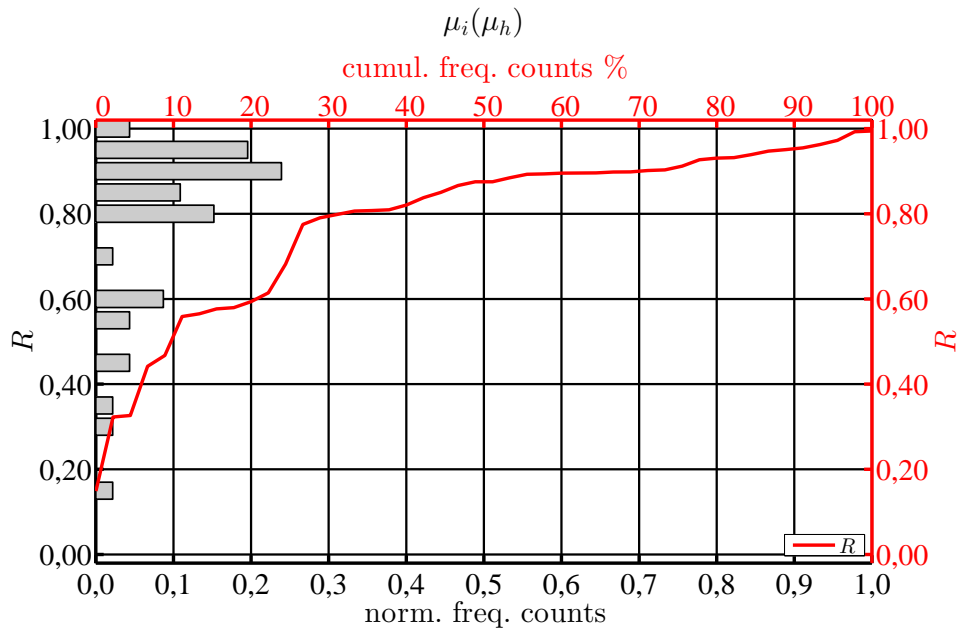


Abbildung 7.23: Verteilung der Korrelationskoeffizienten bei Darstellung von CoIH über CoID für alle getesteten Materialpaare und Durchmesser.

7.5 Einfluss von Materialeigenschaften auf den CoRR

Wie in Abschn. 6.5.3 angekündigt, soll hier der Einfluss der Materialeigenschaften auf den Rollwiderstand(skoefizienten) diskutiert werden. Außerdem soll geprüft werden, ob die Wirkung beider Einflussfakten, Materialparameter und Rauheit, voneinander unterschieden werden können. Im Kap. 3.1 wurde diese Frage wie folgt formuliert: Wie wirken sich (elastische) Materialkenngrößen und Rauheit auf den Rollwiderstand aus bzw. können beide Einflüsse separiert werden?

Um diese Frage zu beantworten, wurden die ermittelten CoRR aller getesteten Probenpaare, getrennt nach Materialkombination, über den Kugelradius R und der RMS-Rauheit S_q dargestellt. Beispiele für entsprechende Diagramme befinden sich in den Abb. 6.26 und 6.27, worin die jeweiligen Messdaten einschließlich folgender Fit-Funktion dargestellt sind:

$$\mu_r(R, S_q) = \frac{\mu_{Sq} \cdot S_q + \mu_0}{R^a} \quad (7.19)$$

Darin ist μ_{Sq} der Sensitivitätskoeffizient von CoRR auf S_q , μ_0 eine Art Grundrollwiderstand(skoefizient), der auch in Abwesenheit von Rauheit ($S_q = 0$) auftritt und a ist der Exponent, der die Abnahme von CoRR über R nach einem Potenzgesetz beschreibt. Die Fit-Parameter, die je nach Materialkombination erhalten wurden, können mit Eigenschaften wie Kontaktmodul E^* und Härte H in Zusammenhang gebracht und etwaige Korrelationen untersucht werden.

Einfluss der Materialparameter auf den Sensitivitätskoeffizienten μ_{Sq}

Bei der Betrachtung von μ_{Sq} über E^* (s. Abb. 7.24), fällt bereits eine gewisse Korrelation auf.

Der Sensitivitätskoeffizient μ_{Sq} wächst mit zunehmendem Kontaktmodul E^* . Dieser Trend wird vor allem dann deutlich, wenn die drei markierten Punkte in Abb. 7.24, welche den Paarungen WC / ZrO_2 , Al_2O_3 / WC und WC / WC entsprechen, vernachlässigt werden. Die dargestellte Ausgleichsgerade wurde einschließlich der markierten Punkte berechnet. Betrachtet man diese als Ausreißer und entfernt sie aus dem Diagramm, wird die Korrelation klarer erkennbar, was auch im deutlich gestiegenem Korrelationskoeffizienten zum Ausdruck kommt (s. Abb. 7.25).

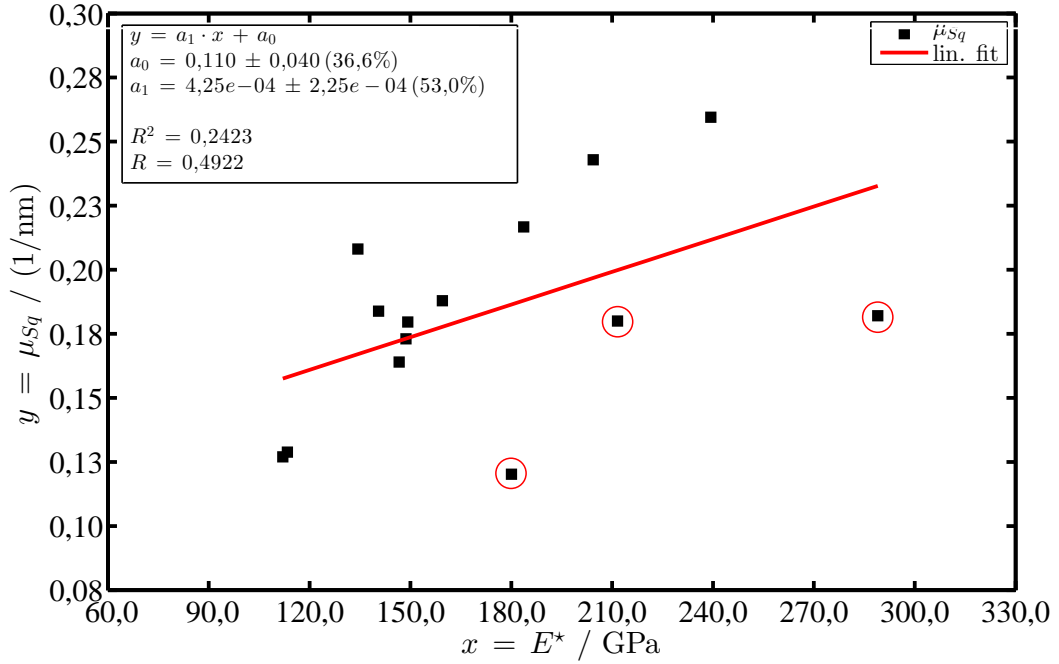


Abbildung 7.24: Darstellung der Sensitivitätskoeffizienten μ_{Sq} über E^* einschließlich einer Ausgleichsgerade. Die rot markierten Datenpunkte wurden als Ausreißer eingeordnet und für die weitere Diskussion vernachlässigt.

Wird μ_{Sq} anstelle von E^* , über die Härte H_{min} des weniger harten Kontaktpartners, die Härte H_{max} des härteren Kontaktpartners, die harmonische gemittelte Härte H_{harm} oder die quadratisch gemittelte Härte H_{rms} aufgetragen, kann ebenfalls ein Anstieg von μ_{Sq} über dem jeweiligen Parameter beobachtet werden. Als Beispiel dafür, ist der Verlauf von μ_{Sq} über H_{rms} in Abb. 7.26 dargestellt. Von den vier genannten Härteparametern wurde für H_{min} nur eine gering ausgeprägte Korrelation mit μ_{Sq} gefunden, was auf den ersten Blick unerwartet ist. Zwischen μ_{Sq} und H_{min} könnte ein stärkerer Zusammenhang vermutet werden, da der weichere Kontaktpartner unter dem Druck des härteren nachgeben und sich plastisch verformen sollte. Der Grund, dass die vermutete Korrelation zwischen μ_{Sq} und H_{min} nicht beobachtet werden kann, lässt sich damit begründen, dass hier der stationäre Zustand des freien Rollens untersucht wurde und dementsprechend, wie in Kap. 6.5 ausgeführt, die ersten beiden reversierenden Zyklen von der Auswertung ausgeschlossen wurden. In diesen zeigte sich ein Einlaufverhalten, welches wiederum tatsächlich von H_{min} beeinflusst werden könnte, da während des Einlaufens Rauspitzen plastisch verformt werden.

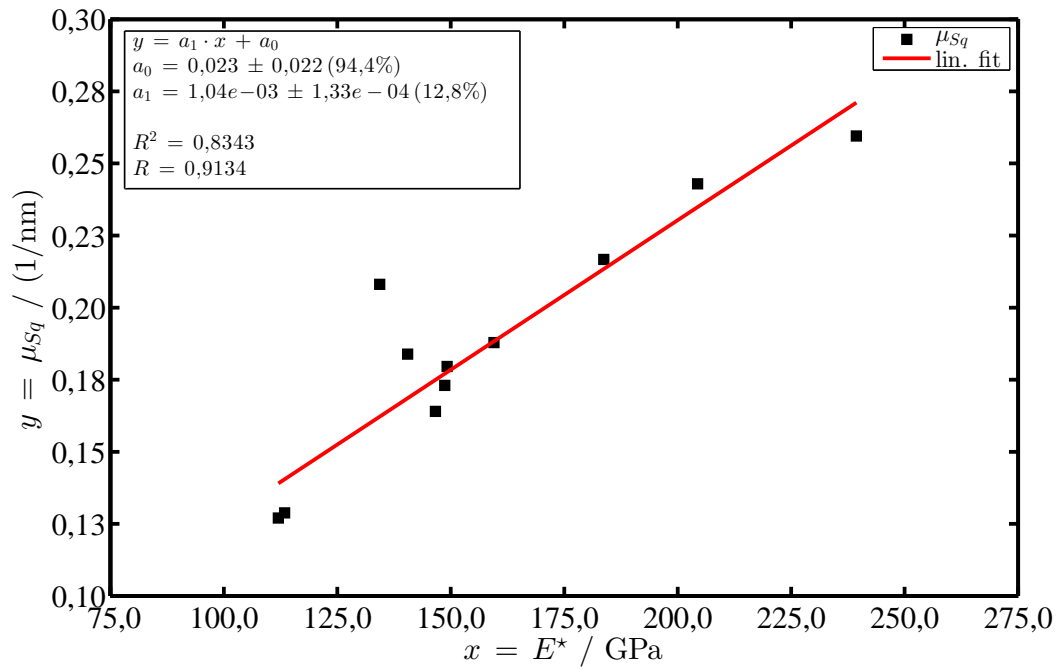


Abbildung 7.25: Darstellung der selben Daten wie in Abb. 7.24, jedoch ohne die oben erwähnten Ausreißer. Eine entsprechende Ausgleichsgerade und Fit-Parameter sind ebenfalls dargestellt.

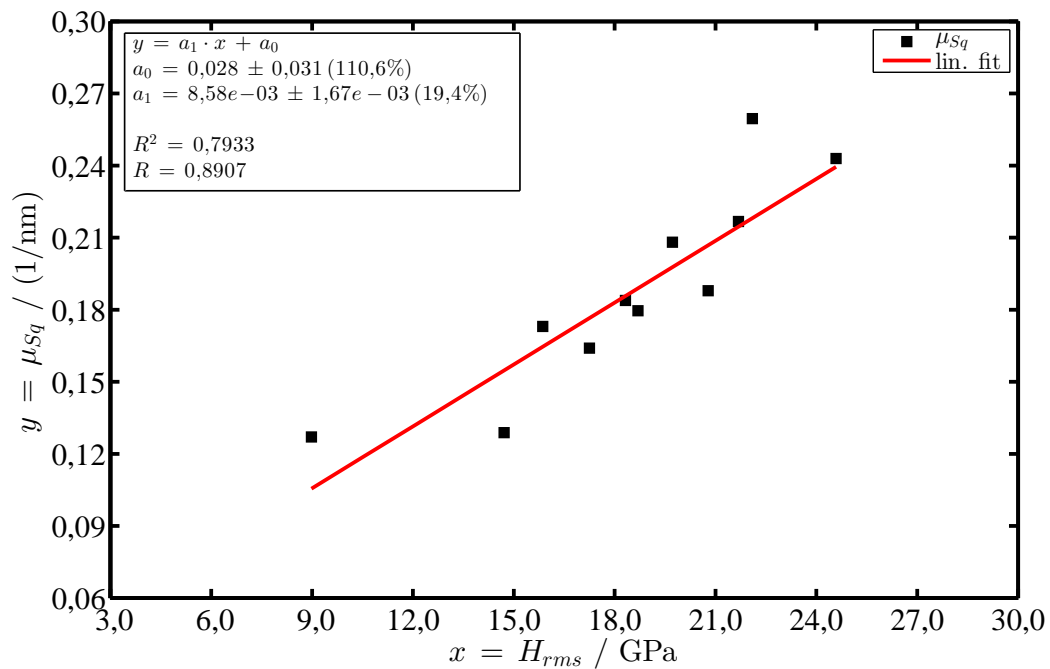


Abbildung 7.26: Darstellung der Sensitivitätskoeffizienten μ_{Sq} über H_{rms} einschließlich einer Ausgleichsgerade und deren Fit-Parameter.

Werden die Abhängigkeiten $\mu_{Sq}(E^*)$ (s. Abb. 7.25) und $\mu_{Sq}(H_{rms})$ (s. Abb. 7.26) gemeinsam betrachtet, kann festgehalten werden, dass der Koeffizient μ_{Sq} sowohl über E^* , als auch über H_{rms} ansteigt. Anders ausgedrückt: je größer E^* bzw. H_{rms} , um so sensitiver reagiert der

Rollwiderstand auf steigende Rauheit. Beide (kombinierte) Eigenschaften der Kontaktpartner, haben demnach mehr oder weniger die gleiche Auswirkung. Entsprechend der jeweiligen linearen Korrelation mit μ_{Sq} , erhält man erwartungsgemäß einen linearen Zusammenhang zwischen E^* über H_{rms} (s. Abb. 7.27). Folglich sind E^* und H_{rms} gleichermaßen geeignet, um den Materialeinfluss auf den Sensitivitätskoeffizienten μ_{Sq} zu beschreiben. Werden jedoch die Fit-Koeffizienten der Ausgleichsgeraden in den Abb. 7.25 und 7.26 verglichen, zeigt sich ein geringerer relativer Fehler des Anstiegs a_1 und des Achsenabschnitts a_0 für $\mu_{Sq}(E^*)$. Weiterhin ist der Korrelationskoeffizient für $\mu_{Sq}(E^*)$ größer als für $\mu_{Sq}(H_{rms})$, weshalb E^* gegenüber H_{rms} als etwas besser geeignet erscheint, um μ_{Sq} materialabhängig zu skalieren.

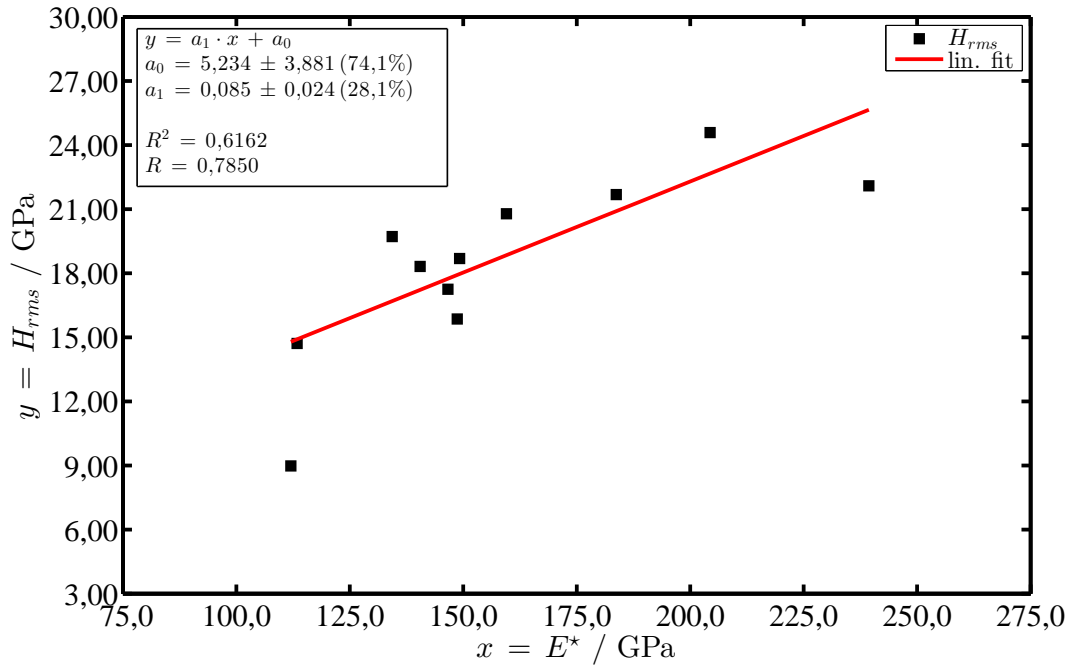


Abbildung 7.27: Darstellung des Zusammenhangs zwischen der quadratisch gemittelten Härte H_{rms} und dem Kontaktmodul E^* . Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade mit ihren Fit-Parametern gezeigt.

Einfluss der Materialparameter auf den Grundrollwiderstand μ_0

Der Grundrollwiderstand μ_0 wurde, wie der Sensitivitätskoeffizient μ_{Sq} , über dem Kontaktmodul und den obengenannten Härtewerten aufgetragen und die jeweilige Korrelation bewertet. Auch für μ_0 stellte sich heraus, dass die Korrelation mit E^* und H_{rms} am stärksten ausgeprägt ist. Im Gegensatz zu μ_{Sq} , nimmt μ_0 mit zunehmenden Werten von E^* und H_{rms} ab. Dieser Sachverhalt steht mit der in Abschn. 7.4 diskutierten Abhängigkeit der elastischen Hysterese von der Verformung im Einklang, da Tribopaare mit großem Kontaktmodul E^* unter Last weniger stark verformt werden und damit die elastische Hysterese tendenziell kleiner ist. Darstellungen von $\mu_0(E^*)$ und $\mu_0(H_{rms})$ befinden sich in den Abbildungen 7.28 und 7.29. Die Datenpunkte wurden jeweils mit einer Ausgleichsgeraden angepasst und die Fit-Ergebnisse angegeben. Der Vergleich der normierten Standardfehler der Fit-Parameter zeigt, dass die lineare Anpassung für $\mu_{Sq}(E^*)$ besser geeignet ist, als für $\mu_{Sq}(H_{rms})$. Vor dem Hintergrund der oben schon eingeführten Abhängigkeit $\mu_{Sq}(E^*)$, scheint daher E^* die sinnvollere Wahl zu sein, um die Materialabhängigkeit

von μ_0 zu beschreiben. Darüber hinaus spricht für diese Wahl, dass der Materialeinfluss auf die Rauheitsabhängigkeit des CoRR mit nur einem Materialparameter beschrieben werden kann.

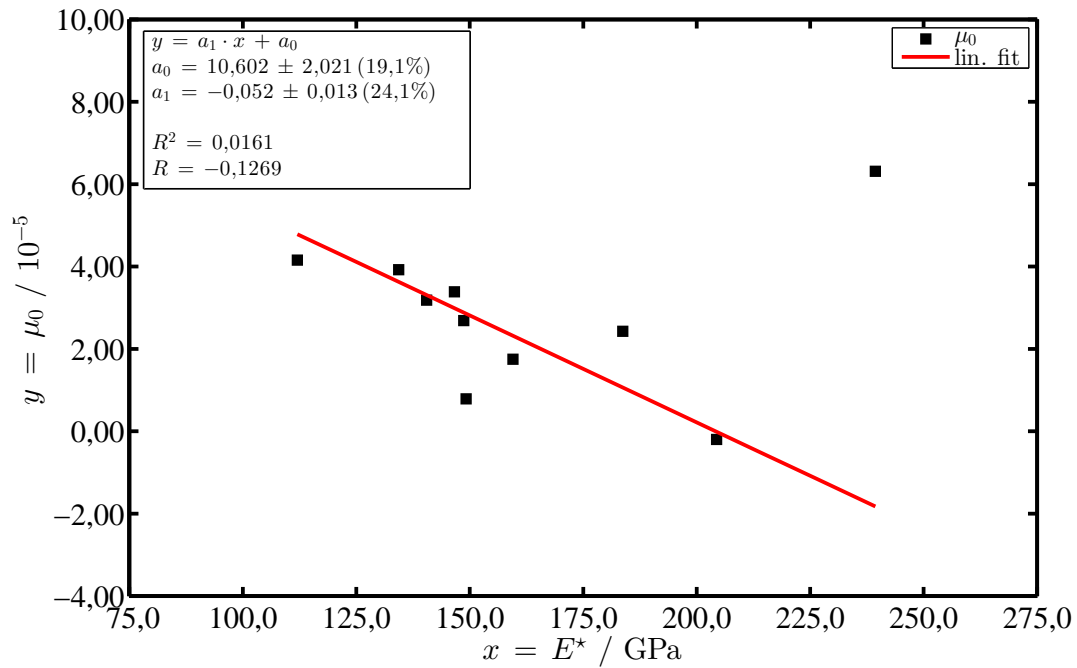


Abbildung 7.28: Darstellung des Offsets μ_0 über dem Kontaktmodul E^* . Außerdem ist eine Ausgleichsgerade und deren Fit-Parametern dargestellt.

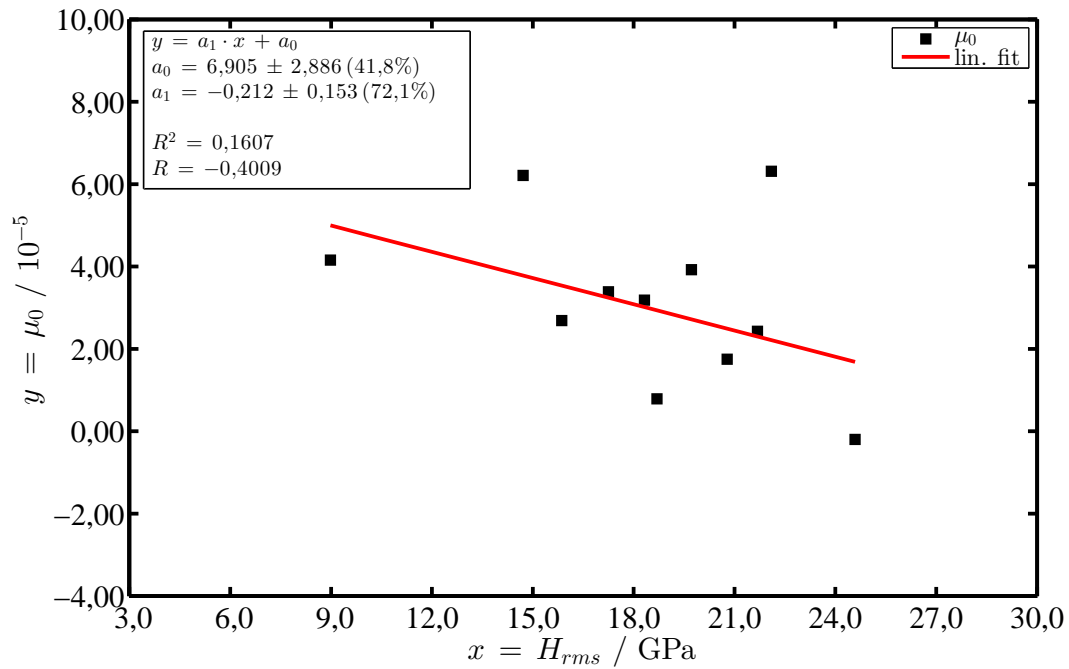


Abbildung 7.29: Darstellung des Offsets μ_0 über dem quadratischen Mittelwert H_{rms} einschließlich Ausgleichsgerade und deren Fit-Parametern.

Einfluss der Materialparameter auf den Exponent a

Nachdem der Materialeinfluss auf die Parameter μ_{Sq} und μ_0 diskutiert wurde, schließt sich hier die Diskussion bzgl. des Exponenten a an, der die Radiusabhängigkeit des CoRR beschreibt. Dazu wurde, ebenso wie für μ_{Sq} und μ_0 , die Korrelation zu Kontaktmodul und Härtewerten untersucht. Wie zuvor, kann eine Korrelation mit E^* beobachtet werden. Hinsichtlich der Härtewerte, wurde hierfür H_{min} , und nicht H_{rms} , die stärkste Korrelation gefunden. Dabei zeigt sich, dass der Exponent a mit zunehmender Härte bzw. zunehmendem Kontaktmodul größer wird (s. Abb. 7.30 und 7.31).

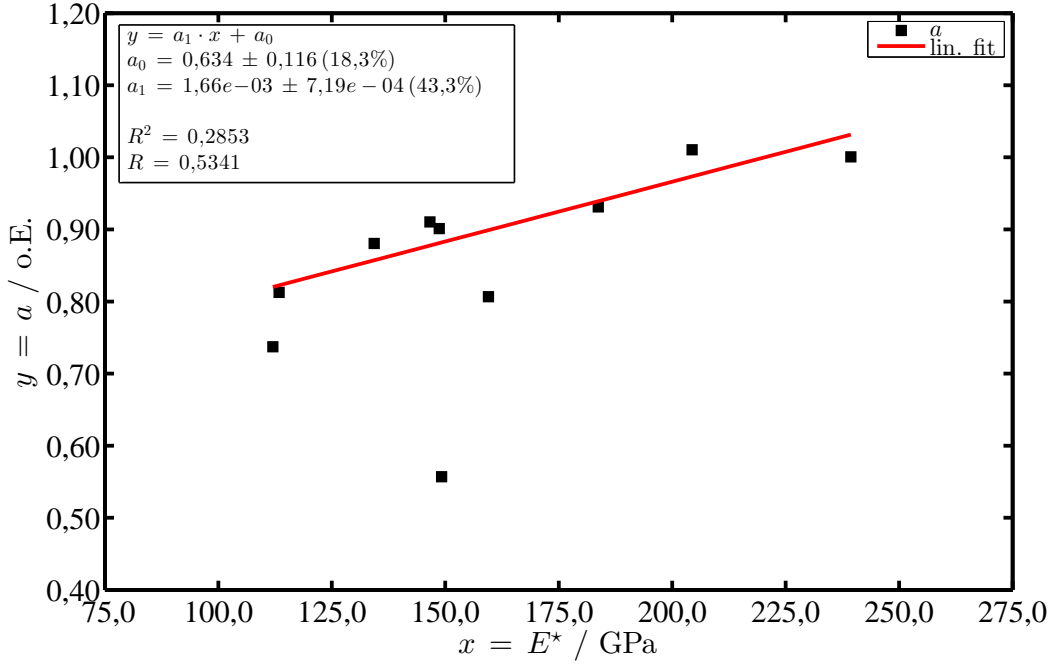


Abbildung 7.30: Darstellung des Exponenten a über dem Kontaktmodul E^* einschließlich Ausgleichsgerade und dazugehörige Fit-Parameter.

Die Auswahl der am besten geeigneten Material- und Kontaktkenngroße erfolgt wie bereits zuvor anhand der Korrelationskoeffizienten und der normierten Standardfehler der Fit-Parameter. Dabei zeigt sich, dass sich die Korrelationskoeffizienten weniger als 1% unterscheiden. Werden die normierten Standardfehler von $a(E^*)$ und $a(H_{min})$ betrachtet, so unterscheiden diese sich ebenfalls nur geringfügig. Hinzu kommt, dass es zwischen E^* und H_{min} einen linearen Zusammenhang gibt, wodurch beide Parameter gegenseitig austauschbar sind. Die Entscheidung fiel daher, wie bereits zuvor schon zweimal, auf den Kontaktmodul E^* . Dadurch kann mit lediglich einem Materialparameter die Rauheitsabhängigkeit des CoRR beschrieben werden. Hinzukommt, dass die Messungen des Rollwiderstands im stationären Zustand durchgeführt wurden und somit plastische Verformungen abgeschlossen sind, welche durch die Härte zu beschreiben wären. Der materialabhängige CoRR aus Glg. 7.19 wird damit zu:

$$\mu_r(R, S_q) = \frac{(m_{\mu_{Sq}} \cdot E^* + n_{\mu_{Sq}}) \cdot S_q + (m_{\mu_0} \cdot E^* + n_{\mu_0})}{R^{m_a \cdot E^* + n_a}} \quad (7.20)$$

Die Werte von $m_{\mu_{Sq}}$, $n_{\mu_{Sq}}$, m_{μ_0} , n_{μ_0} , m_a und n_a in Glg. 7.20 entsprechen den in den Abb. 7.25, 7.28 und 7.30 angegebenen Fit-Parametern a_1 bzw. a_0 , welche zur besseren Übersicht in Tabelle

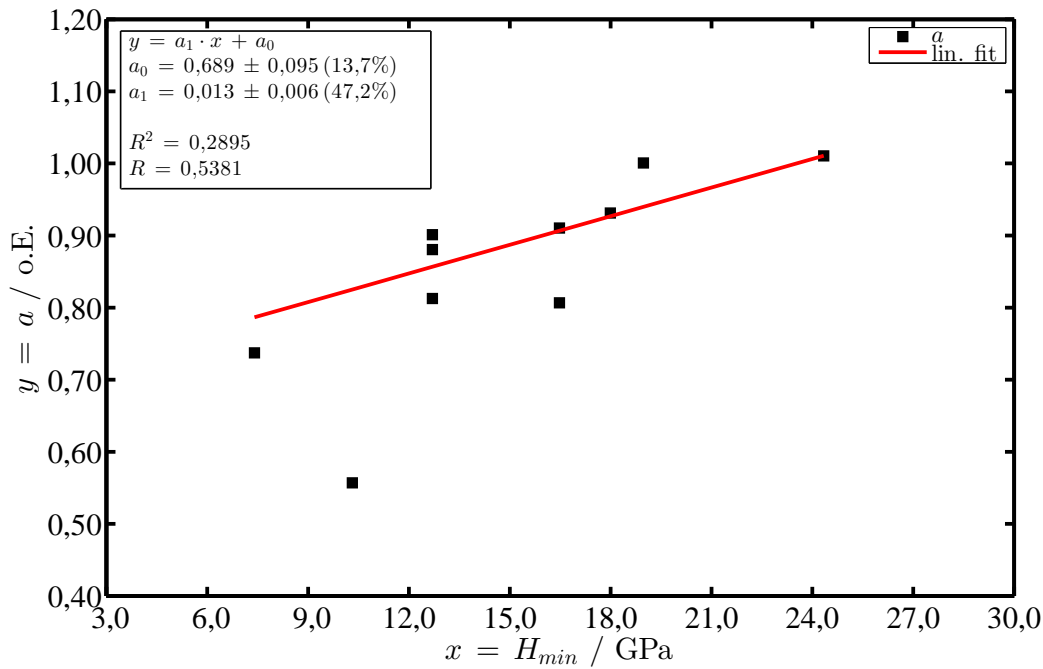


Abbildung 7.31: Darstellung des Exponenten a über Härte H_{\min} des weichen Kontaktpartners einschließlich Ausgleichsgerade und dazugehörige Fit-Parameter.

7.1 zusammengetragen sind. Entsprechend der Verwendung der in den Diagrammen benutzten Größen E^* , S_q und R und der sich daraus ergebenden Fit-Parameter, sind diese in Glg. 7.20 in den Einheiten GPa, nm bzw. mm zu verwenden.

Tabelle 7.1: Auflistung der Parameter zur Beschreibung der Materialabhängigkeit des CoRR in Glg. 7.20. Die Variablen E^* , S_q und R sind dazu in den Einheiten GPa, nm bzw. mm zu verwenden.

Parameter	Wert	Konfidenzband	Herkunft
$m_{\mu S_q}$	$1,037 \cdot 10^{-3}$	$\pm 1,333 \cdot 10^{-4}$	a_1 in Abb. 7.25
$n_{\mu S_q}$	0,023	$\pm 0,022$	a_0 in Abb. 7.25
m_{μ_0}	-0,052	$\pm 0,013$	a_1 in Abb. 7.28
n_{μ_0}	10,602	$\pm 2,021$	a_0 in Abb. 7.28
m_a	$1,660 \cdot 10^{-3}$	$\pm 7,191 \cdot 10^{-4}$	a_1 in Abb. 7.30
n_a	0,634	$\pm 0,116$	a_0 in Abb. 7.30

7.6 Gleichlaufmessung

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die Messdaten von RRT, IHPS, MT und die Ergebnisse der numerischen Untersuchung des Rollwiderstands diskutiert wurden und der Großteil der in Kap. 3.3 formulierten Fragen beantwortet wurden, schließt sich hier die Diskussion der GLPS-Messdaten an. Mit diesem Versuchsaufbau sollte die noch verbleibende Frage nach dem Einfluss von

Rauheit und Durchmesser auf die Regelungsabweichungen von Servo-Achsen untersucht werden. Als Regelabweichung bzw. Messwert der Versuche wurden dabei die quadratisch gemittelten Positions- und Geschwindigkeitsschleppfehler betrachtet, die mit $RMSE_{pos}$ bzw. $RMSE_{velo}$ bezeichnet werden. Beide Schleppfehler, so zeigen die Messdaten, sind von der Rauheit, dem Durchmesser und der Rollgeschwindigkeit abhängig.

Hinsichtlich der Rollgeschwindigkeit zeigt sich, dass mit zunehmender Geschwindigkeit auch die Schleppfehler steigen. Vergleicht man diesbezüglich die Messdaten der Positionsschleppfehler $RMSE_{pos}$ von 100Cr6 / 100Cr6 in den Abb. 7.32 und 7.33 miteinander, welche mit einer Kugel mit $D = 1\text{ mm}$ auf einer Oberfläche mit $S_q \approx 119\text{ nm}$ bei $v = 20\text{ }\mu\text{m/s}$ respektive $v = 100\text{ }\mu\text{m/s}$ gemessen wurden, kann eine direkte Proportionalität beobachtet werden. Deutlich wird dies beispielsweise an Kurvenverläufen „track = 0,1 mm“ (türkis-blaue Linien), die einen maximalen $RMSE_{pos}$ von $0,06\text{ }\mu\text{m}$ für $v = 20\text{ }\mu\text{m/s}$ bzw. $0,30\text{ }\mu\text{m}$ für $v = 100\text{ }\mu\text{m/s}$ aufweisen. Das Verhältnis der Rollgeschwindigkeiten sowie der dazugehörigen Schleppfehler ist jeweils ≈ 5 . Das gleiche Verhältnis kann ebenso auf einer glatten Probe ($S_q = 5,5\text{ nm}$) beobachtet werden, wobei jedoch die Größenordnung der $RMSE_{pos}$ kleiner ist.

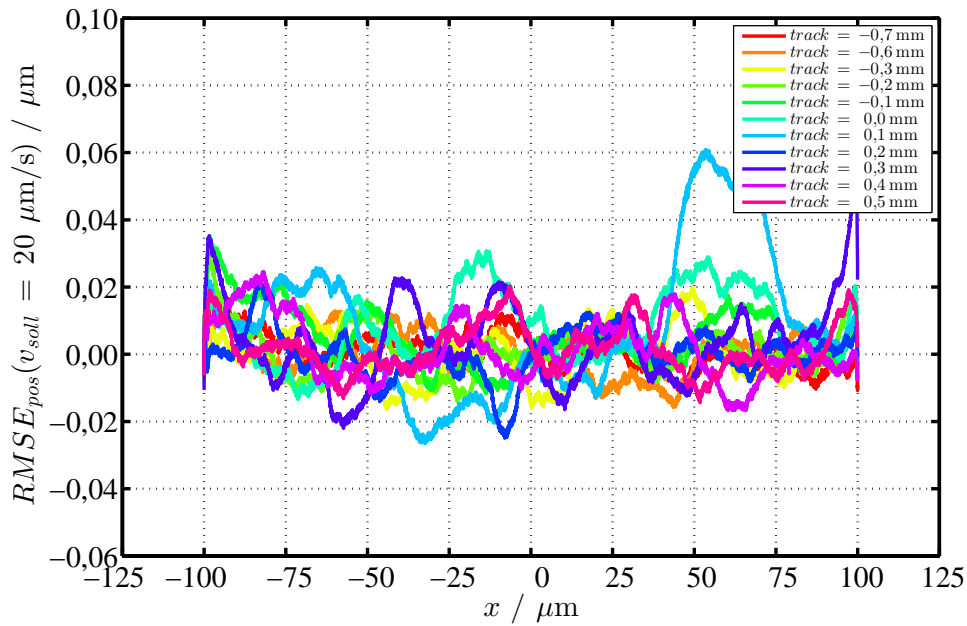


Abbildung 7.32: Positionsschleppfehler für die Materialpaarung 100Cr6 / 100Cr6 bei $v = 20\text{ }\mu\text{m/s}$ an unterschiedlichen Orten (Spuren in Abständen von $0,1\text{ mm}$) auf der ebenen Probe. Durchmesser der Kugel: $D = 1\text{ mm}$. Rauheit der ebenen Probe: $S_q = 118,7\text{ nm}$.

Die Abnahme von Schleppfehlern bei sinkender Rauheit kann nicht nur bei Kugeln mit $D = 1\text{ mm}$ beobachtet werden, sondern de facto für alle Kugeldurchmesser. Dabei zeigt sich für die $RMSE_{velo}$ von z.B. Saphir / Saphir bei $v = 100\text{ }\mu\text{m/s}$ (s. Abb. 7.34), dass je kleiner der Durchmesser ist, desto größer ist die Sensitivität des Rollkontakts auf die Rauheit; anders ausgedrückt, wachsen die Anstiege der in Abb. 7.34 enthaltenen Ausgleichsgeraden mit sinkendem Durchmesser an. Für die $RMSE_{pos}$ kann prinzipiell das gleiche Verhalten beobachtet werden, wobei im Gegensatz zu den $RMSE_{velo}$ die Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser nicht so klar erkennbar ist (s. Abb.

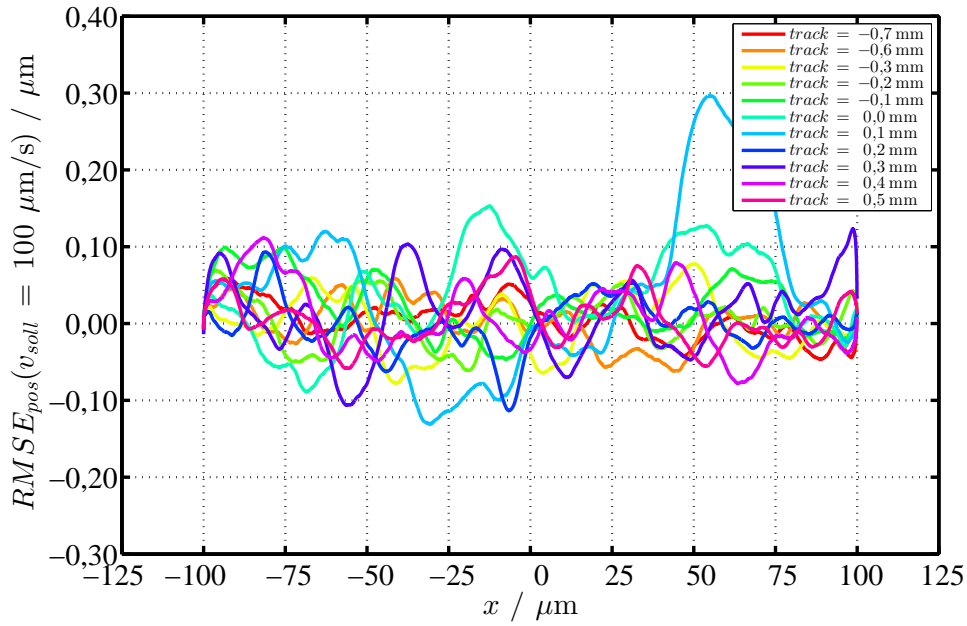


Abbildung 7.33: Positionsschleppfehler für die Materialpaarung 100Cr6 / 100Cr6 bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ an unterschiedlichen Orten (Spuren in Abständen von 0,1 mm) auf der ebenen Probe. Durchmesser der Kugel: $D = 1 \text{ mm}$. Rauheit der ebenen Probe: $S_q = 118,7 \text{ nm}$.

7.35). Im Vergleich zu den $RMSE_{velo}$, sind die Ausgleichsgeraden der $RMSE_{pos}$ für die Durchmesser $D = 2 \dots 4 \text{ mm}$ nahezu kollinear und zeigen nicht die gleiche Spreizung wie in Abb. 7.34. Tendenziell gilt jedoch, dass beide Schleppfehlerarten mit zunehmender Rauheit und abnehmendem Durchmesser ansteigen.

Das generelle Verhalten der Schleppfehler in Abhängigkeit von S_q und D kann folgendermaßen erklärt werden: kleinere Kugeln tasten das Oberflächenprofil detaillierter ab, als große Kugeln. Dementsprechend sind kleine Kugeln beim Überrollen der Oberfläche potentiell größeren und häufigeren Störungen ausgesetzt, was in gewisser Weise BIKERMAN's Modell zur Erklärung des rauheitsabhängigen Losrollwiderstands entspricht. Der stochastischen Natur der Rauheit entsprechend, führt dies zu zufälligen Schwankungen des Rollwiderstands der betrachteten Kugel. Eine einfache Kaskade aus Feedback-Reglern (P-Positionsregler und PID-Geschwindigkeitsregler), wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, hat kein Wissen über den örtlichen Verlauf des Rollwiderstands und kann daher Störungen oder Abweichungen von der Solltrajektorie immer nur mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung kompensieren. Daraus ergibt sich unweigerlich, dass im Fall kleinerer Kugeln, die potentiell größeren Störungen ausgesetzt sind, auch größere Schleppfehler entstehen. Aus der zeitlich verzögerten Kompensation folgt ebenso ein Anwachsen der Schleppfehler mit steigender Soll-Geschwindigkeit.

Wird Abb. 7.35 erneut betrachtet, fällt auf, dass für $D = 1 \text{ mm}$ der Messwert bei $S_q = 322,5 \text{ nm}$ fehlt und dass die Ausgleichsgerade nur bedingt dem Verlauf der Messdaten entspricht. Der erwähnte Messpunkt fehlt, da der Motor nicht die nötige Kraft aufbringen konnte. Er wurde sehr schwach ausgelegt, um den (digitalen) Stellbereich des Reglerausgangs möglichst gut an

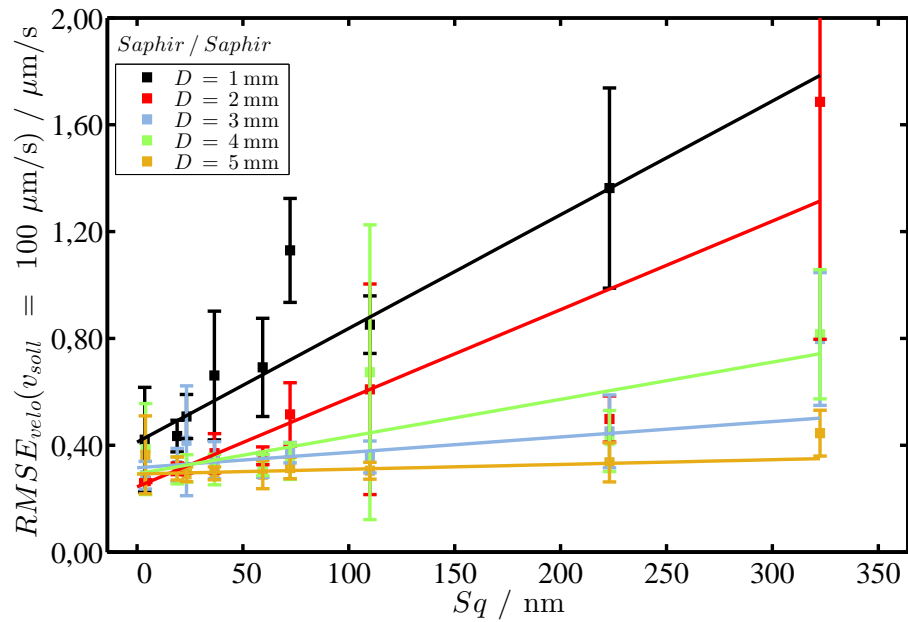


Abbildung 7.34: Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ für die Materialpaarung Saphir / Saphir in Abhängigkeit des Rauheitswertes S_q . Ebenso sind Ausgleichsgeraden für jede Messreihe / jeden Kugeldurchmesser dargestellt.

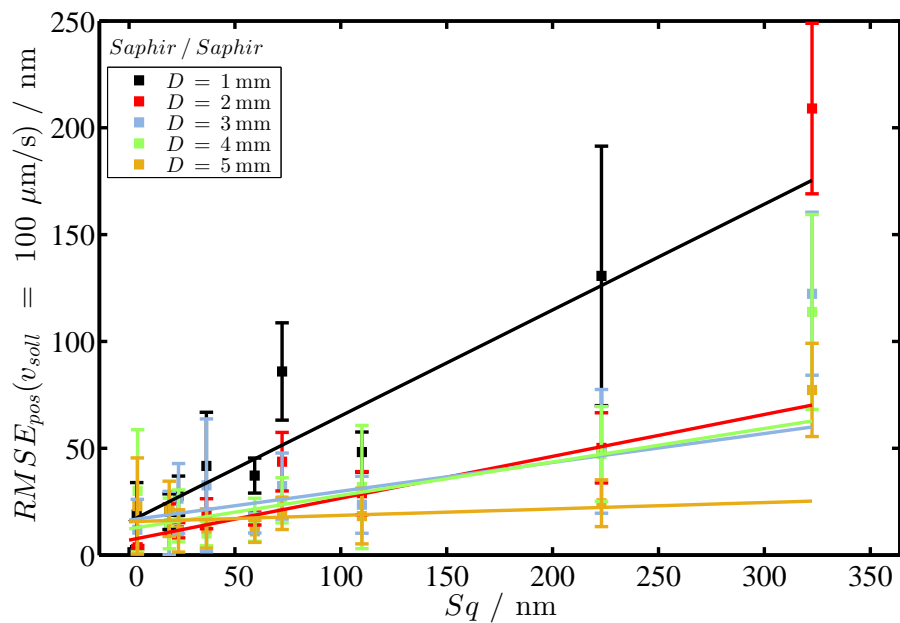


Abbildung 7.35: Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ für die Materialpaarung Saphir / Saphir in Abhängigkeit des Rauheitswertes S_q . Ebenso sind Ausgleichsgeraden für jede Messreihe / jeden Kugeldurchmesser dargestellt.

die erwartete Antriebskraft anzupassen. Für das besagte Probenpaar überstieg die tatsächlich notwendige Kraft jedoch den Auslegungswert, sodass die Schleppfehlerüberwachung der Servoachse immer wieder zur Deaktivierung des Reglers führte und somit keine vollständige Messreihe durchgeführt werden konnte. Werden die Daten aus Abb. 7.35 als Balkendiagramm dargestellt (s. Abb. 7.36), wird ein jeweiliger Schwellwert der Rauheit erkennbar, aber welchem ein markanter

Anstieg der Schleppfehler einsetzt. Für $D = 1$ mm ergibt sich ein ungefähr linearer Verlauf der $RMSE_{pos}$ in dieser Darstellung, da der letzte Wert wie erwähnt fehlt. Für $D = 2$ mm kann ein linearer Verlauf nur bis $S_q = 223$ nm erkannt werden, gefolgt von einem sprunghaften Anstieg bei $S_q = 322,5$ nm. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich für $D = 3$ mm, wobei hier der lineare Trend bei kleiner Rauheit nahezu verschwunden bzw. nicht mehr sehr ausgeprägt ist. Bei $D = 4$ mm erkennt man bis ca. $S_q = 59,3$ nm kaum einen Trend bzw. kann sogar eine Verminderung der $RMSE_{pos}$ bei $S_q = 36,4$ nm erkannt werden; eine klare und eindeutige Beschreibung des Datenverlaufs in Form eines ausgeprägten Trends ist jedoch nicht möglich. Allerdings ist auch hier wieder ein überdurchschnittlich hoher Schleppfehler bei der Probe mit der größten Rauheit $S_q = 322,5$ nm erkennbar. Die Messung mit dem größten Kugeldurchmesser $D = 5$ mm zeigt keinen erkennbaren Trend in Abhängigkeit der Rauheit. Erst bei $S_q = 322,5$ nm ist ein sprunghafter Anstieg der $RMSE_{pos}$ zu beobachten.

Das beschriebene Verhalten unterstreicht die in Abschn. 6.6.3 formulierte Aussage, dass eine verkleinerte Rauheit vor allem bei kleinen Durchmessern zu einer Verringerung von Schleppfehlern führt. Außerdem lässt sich ableiten, dass es durchmesserbedingt eine Art kritische Rauheit gibt, aber welcher ein signifikanter Anstieg der Schleppfehler beobachtet werden kann. Für den kleinsten Durchmesser, $D = 1$ mm, liegt dieser Wert vermutlich bei $S_q \lesssim 18$ nm, wohingegen er für den größten Durchmesser, $D = 5$ mm, bei $S_q \gtrsim 225$ nm liegt.

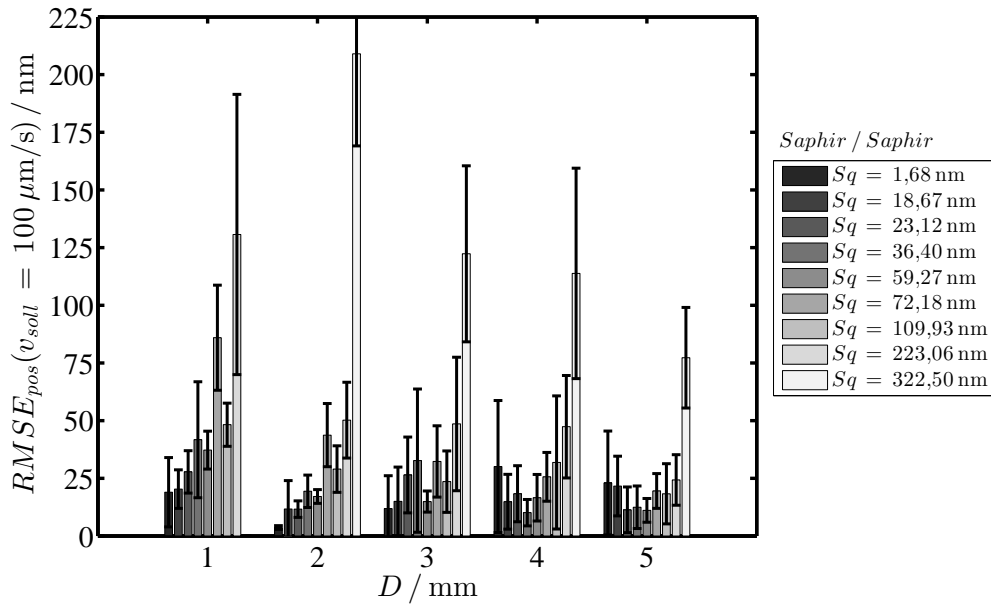


Abbildung 7.36: Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ für die Materialpaarung Saphir / Saphir. Die Daten sind dem Durchmesser entsprechend gruppiert und die Rauheit der ebenen Proben ist farbkodiert.

Zusätzlich zu den Schleppfehlern, wurde auch die Höhenabweichung / Welligkeit während der Messungen aufgenommen, um den Einfluss lokaler Auf- und Abwärtsbewegungen zu untersuchen. Als Beispiel dafür, sind entsprechende Messdaten in Abb. 7.37 dargestellt, welche zeitgleich zu den in Abb. 7.33 dargestellten Schleppfehlern auf einer 100Cr6-Ebene mit $S_q = 118,7$ nm gemessen wurden. Die Höhenabweichungen auf dieser Probe zeigen einen grob wannenförmigen Verlauf

mit einer leichten Erhebung in der Mitte. Diese Form ist mehr oder weniger unabhängig von der Position der Spur auf der gemessen wurde. Wird der Verlauf der Höhenabweichungen (Abb. 7.37) betrachtet und versucht, je nach Auf- oder Abwärtsbewegung, eine charakteristische Änderung in den Schleppfehlern (Abb. 7.33) zu erkennen, kann kein Zusammenhang zwischen beiden Messgrößen gefunden werden. Weitergehende Analysen hinsichtlich möglicher Abhängigkeiten der Schleppfehler von der örtlichen oder zeitlichen Ableitung des Höhenprofils ergaben ebenso keine Korrelationen. Daraus kann geschlossen werden, dass der verwendete Kaskaden-Regler Störungen durch die Welligkeit der Oberflächen und den damit verbundenen auf- und abwärtsgerichteten Rollbewegungen im untersuchten Geschwindigkeitsbereich gut kompensiert. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die beobachteten Schleppfehler ausschließlich durch kurzwellige Störungen infolge der Oberflächenrauheit verursacht werden.

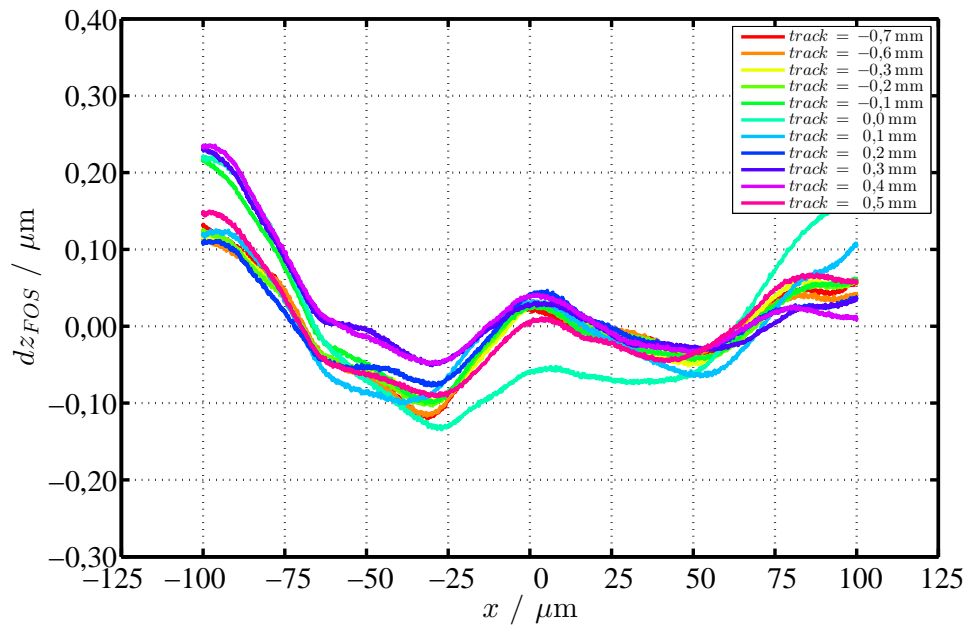


Abbildung 7.37: Höhenabweichung auf der 100Cr6-Ebene mit $S_q = 118,7$ nm während der Messung der $RMSE_{pos}$ bei $v = 100 \mu\text{m/s}$. Die Messdaten wurden zeitgleich mit den in Abb. 7.33 dargestellten Daten aufgenommen.

An dieser Stelle soll auf die RRT-Messungen und im Speziellen auf die Rauheitsabhängigkeit des CoRR zurückgekommen werden. Die in diesem Zusammenhang dargestellten Messdaten $\mu_r(S_q)$, zeigen Fehlerbalken, die tendenziell mit sinkendem Durchmesser größer werden (s. z.B. Abb. 6.16). Der Anstieg in der Streuung wurde bereits mit der detaillierteren Abtastung der Oberfläche durch kleine Kugeln in Verbindung gebracht (s. Abschn. 6.5.3). Die Fehlerbalken wurden als Standardabweichung (σ_{μ_r}) des CoRR berechnet, der an verschiedenen Orten auf der selben Probe gemessen wurde und dementsprechend ortsabhängige Störeinflüsse ausdrückt. Werden die Fehlerbalken näher betrachtet, fällt auf, dass diese ebenso mit zunehmender Rauheit größer werden und somit ein vergleichbares Verhalten zeigen, wie die mit dem GLPS untersuchten Schleppfehler. Um diesen Punkt näher zu untersuchen, wurden die Standardabweichungen der CoRR, nach Material und Durchmesser getrennt, über S_q aufgetragen. Ein Beispiel dafür ist für Saphir / Saphir in Abb. 7.38 dargestellt. Die (lineare) Zunahme der Streuung mit steigender Rauheit zeigt sich

für alle mit dem RRT gemessenen Probenpaare. Eine Vergrößerung des Anstiegs mit sinkendem Durchmesser, wie am gezeigten Beispiel in Abb. 7.38, konnte nicht in jedem Fall beobachtet werden. Eine generelle Tendenz für dieses Verhalten liegt dennoch vor.

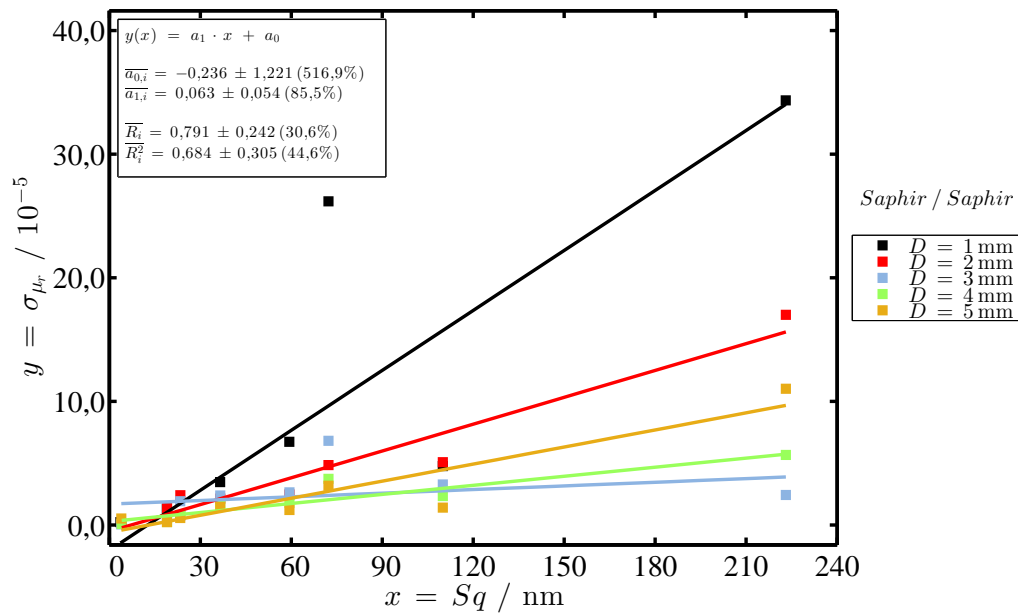


Abbildung 7.38: Darstellung der Standardabweichung der ortsabhängig gemessenen CoRR über der RMS-Rauheit S_q für die Paarung Saphir / Saphir.

Der Vergleich der Schleppfehler aus den GLPS-Messungen mit der Streuung der CoRR aus den RRT-Messungen zeigt, dass beide Größen de facto die gleiche Abhängigkeit von Rauheit und Durchmesser zeigen. Die Ergebnisse beider Messverfahren untermauern damit die Aussage, dass mit wachsender Rauheit das Verhalten tribologischer Systeme zunehmend schlechter vorhergesagt werden kann (s. Kap. 3.1). Im Kontext der Feedback-Regelung von Servo-Achsen, die mit Wälzkörperführungen ausgestattet sind, bedeutet dies: kleine Rauheit bzw. große Durchmesser verringern Regelungsabweichungen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit wurde mit dem Ziel verfasst, Einflussfaktoren auf das freie Rollen zu untersuchen und Antworten auf die oben formulierten Fragen zu finden. Unter anderen waren dies folgende: wie wirkt sich die Gleitreibung auf den Rollwiderstand des selben Tribopaars beim freien Rollen aus, kann der Materialeinfluss auf den Rollwiderstand vom Einfluss der Rauheit getrennt werden, kann auf den Rollwiderstand beim freien Rollen durch Messung der Indentationshysteresearbeit geschlossen werden oder wie wirkt sich die Rauheit auf Schleppfehler geregelter Achsen aus?

Der Ausgangspunkt zur Beantwortung der Fragen, war eine Literaturrecherche bzgl. der Entstehung des Rollwiderstands im Speziellen sowie zu Verlusten in tribologischen Kontakten im Allgemeinen. Aus den verschiedenen Literaturangaben des Rollwiderstands, wurden Anforderungen an die im Rahmen der Arbeit benötigten Versuchsaufbauten RRT, MT, IHPS und GLPS abgeleitet und ihrer jeweiligen Aufgabe entsprechend entwickelt. Zur Trennung von Material- und Rauheitseinfluss, wurde mit einer relativ großen Anzahl von Probenpaaren (368) gearbeitet. Die Anzahl ergab sich aus den Materialkombinationen, den verschiedenen Kugeldurchmessern sowie der Modifikation der Oberflächenrauheit, welche für alle ebenen Proben und Kugeln gemessen wurde. Außerdem wurde die Härte und der Elastizitätsmodul der ebenen Proben bestimmt. Um einen effizienten Durchsatz der tribologischen Messungen zu gewährleisten, wurden die Versuchsaufbauten weitestgehend automatisiert. Damit sollten ebenfalls die Einflüsse des Operators auf die Messungen minimiert werden. Begleitend zu den tribologischen Messungen wurden numerische Untersuchungen des Rollwiderstands in Abhängigkeit der elastischen Parameter und des Gleitreibungskoeffizienten durchgeführt. Die Ergebnisse aller Messungen wurden präsentiert, diskutiert und miteinander in Zusammenhang gebracht. Die daraus gezogen Schlüsse waren die Grundlage zur Beantwortung der eingangs gestellten Fragen, welche nachfolgend nochmal aufgegriffen werden und die wesentlichen Aspekte und Antworten kurz zusammengefasst werden:

- *Einfluss des rauheitsabhängigen Gleitreibungskoeffizienten auf den Rollwiderstandskoeffizienten des gleichen Tribopaars:*

Die Idee, dass Gleitreibung die Ursache von Rollreibung / Rollwiderstand sein könnte (REYNOLDSschen Rollreibung), ist naheliegend. Zur Untersuchung des Sachverhalts, wurde die Oberflächenrauheit der ebenen Proben durch Schleifen verändert, was zu Variationen des Gleitreibungskoeffizienten führte. Äußere Reibung kann im Rollkontakt jedoch nur dann zur Rollreibung bzw. zum Rollwiderstand beitragen, wenn Schlupf auftritt. Im speziellen Fall von selbstgepaarten Materialien, kann jedoch kontaktmechanisch das Auftreten von Schlupf, und damit der Einfluss äußerer Reibung, ausgeschlossen werden,

sodass dieser Beitrag zum Gesamtwiderstand Null ist. Dies wurde auch durch die numerischen Untersuchungen bestätigt. Im Gegensatz dazu, zeigten die RRT-Messungen von selbstgepaarten Materialien kein Verschwinden Rollwiderstands. Der Vergleich mit den Rollwiderstandskoeffizienten von Materialpaarungen mit sehr unterschiedlichen elastischen Parametern ergab dem gegenüber kaum nennenswerten Unterschiede in der Größenordnung. Daraus wurde geschlossen, dass beim freien Rollen die äußere Reibung keinen signifikanten Einfluss auf den Gesamtwiderstand hat. Im Umkehrschluss daraus folgt, dass im vorliegenden Fall des freien Rollens, die innere Reibung den Rollwiderstand dominiert.

- *Existenz einer optimalen Rauheit zur Minimierung des Rollwiderstands bzw. Einfluss der Rauheit auf den Rollwiderstandskoeffizienten:*

Im Rahmen der Arbeit wurde gezeigt, dass äußere Reibung den Rollwiderstand nicht ausreichend erklärt, sondern innere Reibung eine dominierende Rolle spielen muss. Deren Wirkung ist umso ausgeprägter, je größer die Verformung im Kontakt ist. Diese wiederum hängt von der Rauheit ab, welche die Nachgiebigkeit der Oberflächen, neben den elastischen Materialparametern und geometrischen Faktoren, maßgeblich bestimmt. Diesem Sachverhalt entsprechend, zeigten die RRT-Messungen für alle getesteten Materialkombinationen und Durchmesser eine Zunahme des Rollwiderstands mit steigender Rauheit. Wie oben ausgeführt wurde (s. Abschn. 6.5), ist die Zunahme linear über S_q . Ein lokales Optimum der Rauheit (S_q), das zur Minimierung des Rollwiderstands führt, wie es z.B. in einigen Fällen von Gleitreibung beobachtet werden kann, existiert nicht. Die Sensitivität des Rollwiderstands auf die Rauheit wird durch den Durchmesser und die elastischen Eigenschaften der Kontaktpartner bestimmt. Je kleiner der Durchmesser und je größer der Kontaktmodul, um so größer der Anstieg des Rollwiderstands über der Rauheit (S_q). Ebenso wurde eine Vergrößerung der ortsabhängigen Streuung des Rollwiderstands mit zunehmender Rauheit beobachtet, was mit einer verminderten Vorhersagbarkeit der Systemreaktion gleichbedeutend ist.

- *Einfluss von Materialkenngrößen und Rauheit auf den Rollwiderstand bzw. Möglichkeit zur Trennung beider Einflussfaktoren:*

Auf den ersten Blick liegen die Rollwiderstände aller getesteten Paarungen in einer vergleichbaren Größenordnung. Dennoch konnte, wie oben dargestellt (s. Abschn. 7.5), ein Materialeinfluss beobachtet werden. Dazu wurden die Rollwiderstandskoeffizienten der einzelnen Materialpaarungen als Funktion $\mu_r(R, S_q)$ dargestellt und daran die Funktion $\mu_r(R, S_q) = \frac{\mu_{Sq} \cdot S_q + \mu_0}{R^a}$ angepasst. Die Analyse der Fit-Koeffizienten bzgl. ihrer Abhängigkeit von Materialparametern zeigte, dass der Kontaktmodul E^* als alleiniger Parameter zur Beschreibung ausreicht (s. Glg. 7.20) und die Fit-Koeffizienten $\mu_{Sq}(E^*)$, $\mu_0(E^*)$ und $a(E^*)$ jeweils als lineare Funktionen von E^* betrachtet werden können. Die entsprechenden Polynomkoeffizienten wurden in Tab. 7.1 zusammengefasst. Für die drei Fit-Koeffizienten gelten folgende Abhängigkeiten:

- je größer E^* , desto größer die Sensitivität μ_{Sq} auf steigende Rauheit

-
- je größer E^* , desto kleiner der Grundrollwiderstand μ_0
 - je größer E^* , desto größer der Exponent a und um so größer die Abhängigkeit vom Durchmesser

- *Behandlung des freien Rollkontakts als reiner Normalkontakt:*

Nach JOHNSON können kontaktmechanische Probleme des freien Rollens, als reiner Normalkontakt betrachtet werden [21]. Daher wurde die Vermutung geäußert, dass Verluste, die in beiden Tribokontakten gemessen werden, auch ineinander umrechenbar sein sollten. Daraus ist die oben formulierte Frage entstanden: Kann mit Kugel-Eindruckversuchen auf den Rollwiderstand des gleichen Tribopaars geschlossen werden?

Zur experimentellen Überprüfung, wurde der Rollwiderstand und die elastische Hysterese der selben Probenpaare gemessen. Die Messdaten aus beiden Experimenten zeigten, bezogen auf CoRR respektive CoIH, das gleiche generelle Verhalten: lineares Ansteigen mit S_q und eine Verringerung mit zunehmendem Durchmesser D in Form eines Potenzgesetzes. Dies wurde als Indiz gewertet, dass die Verlustmechanismen in beiden Kontakten tatsächlich gleich sind.

Es wurde ein funktionaler Zusammenhang entwickelt, mit dem der Hysterese-Koeffizient μ_i aus den Indentationsmessungen in den Rollwiderstandskoeffizient μ_r umgerechnet werden kann. Als Voraussetzung wurde angenommen, dass die Verluste während der Indentation, als flächen- und kraftspezifischer Faktor angesehen werden können und das der Kontakt gemäß der HERTZschen Theorie beschrieben werden kann. Letzteres wurde zumindest für den makroskopischen Druckverlauf innerhalb des Kontaktkreises angenommen, woraus die lokal wirkende Kraft auf jedes betrachtete Flächenelement bestimmt wurde. Außerdem wurde vorausgesetzt, dass die überrollte Strecke im RRT deutlich größer als der Kontaktradius ist. Das Ergebnis der Herleitung war ein linearer Zusammenhang, was auch den Darstellungen der Messdaten von μ_r über μ_i entspricht. Der Proportionalitätsfaktor zwischen beiden Größen wurde vorhergesagt und anhand der Messdaten überprüft. Die gute Übereinstimmung wurde als Bestätigung der oben geäußerten Vermutung gewertet, dass beide Kontakte nicht nur kontaktmechanisch gleich sind, sondern auch bzgl. ihrer Verlustmechanismen als tribologisch gleich betrachtet werden können.

- *Einfluss der Rauheit auf geregelte Achsen:*

Mit dem GLPS wurde im Modellsystem des Ebene-Kugel-Ebene-Kontakts der Einfluss von Rauheit und Durchmesser auf die Schleppfehler geregelter Achsen untersucht. Die mit diesem Versuchsaufbau gewonnen Messdaten, weisen dabei auf folgende zwei Abhängigkeiten hin: a) mit zunehmender Rauheit, nehmen auch Schleppfehler zu und b) mit größerem Wälzkörperdurchmesser verringern sich Schleppfehler bei gegebener Rauheit. Dies steht im Einklang mit einer Beobachtung in den RRT-Messungen. Auch dort führten größere Rauheit und kleinere Durchmesser zu einer vergrößerten ortsabhängigen Streuung der Messdaten, was dem zufälligen Charakter der Rauheit zugeschrieben wurde. Dieser verringert offenbar die Vorhersagbarkeit der Systemreaktion, egal ob es sich um die Kraftmessung im RRT oder die Regelung der Position im GLPS handelt. Dies kann bildlich so

verstanden werden, dass kleine Durchmesser / Radien die Oberflächenrauheit detaillierter abtasten und dementsprechend auch größere lokale Profilanstiege der auszuführenden Bewegung entgegenstehen bzw. als zusätzliche Hangabtriebskraft wirken.

In den RRT-Messungen zeigte sich eine lineare Zunahme der Streuung des Rollwiderstands mit steigender Rauheit. Hierin besteht ein gewisser Unterschied zu den GLPS-Messungen. In diesen kann, bei genauer Betrachtung, eine Zunahme der Schleppfehler erst ab einem bestimmten Wert von S_q beobachtet werden, wobei dieser kritische Wert wiederum vom Durchmesser D der verwendeten Kugel abhängt. Je größer D ist, umso später setzt der Anstieg der Schleppfehler ein. Dieser Effekt ist im Detail nicht verstanden und ist damit ein möglicher Gegenstand weiterführender Untersuchungen.

Zum Abschluss lässt sich festhalten, dass die im Rahmen der Arbeit gestellten Fragen beantwortet werden konnten. Auf der anderen Seite sind im Zuge dessen auch weitere Fragen bzgl. des freien Rollens entstanden. In einem kurzen Ausblick wird auf einige davon eingegangen.

Eine Frage ist bspw., weshalb die gemessenen Schleppfehler je nach Kugeldurchmesser erst ab einem bestimmten Rauheitswert S_q ansteigen. Eine weitere Frage, die sich bzgl. der Umrechnung des Indentationshysterese-Koeffizienten μ_i in den Rollwiderstandskoeffizienten μ_r ergibt, ist ob die beschriebene Skalierung der Messdaten mit dem HERTZschen Kontaktradius wirklich nötig ist. Zur Herleitung wurde von einem flächenspezifischen Verlustfaktor ausgegangen, der über die augenscheinliche Kontaktfläche nach HERTZ integriert wurde, um die gesamten Verluste im Kontakt zu bestimmen. Die wahre Kontaktfläche ist jedoch deutlich kleiner als die augenscheinliche und steigt auf rauen Oberflächen direkt proportional zur Normalkraft. Daher, sowie vor dem Hintergrund der gezeigten linearen Zusammenhänge zwischen μ_i und μ_r bspw. in Abb. 7.15, kann vermutet werden, dass ein realitätsnäheres Modell, welches den Kontakt rauer Oberflächen einbezieht, ohne die besagte Skalierung mit dem HERTZschen Kontaktradius auskommt. Macht man an dieser Stelle einen Schritt zurück und fragt sich nochmals weshalb die Umrechenbarkeit von μ_i in μ_r überhaupt funktionieren sollte, dann ist dies das Argument, dass die Messgrößen in beiden Experimente ein Maß für die innere Reibung sind. Ein interessanter Ansatz wäre daher die direkte Messung der inneren Reibung, die dann mittels numerischer Simulation und bei konkreter Kenntnis der Primärprofile der Oberflächen, in einen Rollwiderstand bzw. in eine Indentationshysterese umgerechnet werden könnte; der Vergleich mit Ergebnissen aus entsprechenden tribologischen Messungen eingeschlossen. Ein Punkt, der in dieser Arbeit keine Betrachtung gefunden hat, ist der Einfluss von Flüssigkeiten bzw. Schmierstoffen auf den freien Rollkontakt. In Verbindung mit der Menge der Schmierstoffe und deren viskosen Eigenschaften (newtonsche oder nicht-newtonsche Flüssigkeiten), bekommt die Frage nach der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Rollwiderstands eine größere Bedeutung. Da der Schmierstoff im Kontakt zum Fließen gezwungen wird, kann vermutet werden, dass die Rauheit auch hier einen Einfluss hat. Ob in dieser Arbeit gefundenen dominierenden Verluste durch innere Reibung bzw. die Rauheitsabhängigkeit erhalten bleiben oder ob dieser Beitrag gegenüber den viskosen Verlusten vernachlässigbar wird, wäre zu prüfen.

Literaturverzeichnis

- [1] Mark Lehner. *The Complete Pyramids*. London: Thames and Hudson Ltd., 1997.
- [2] J.F. Archard. Elastic deformation and the laws of friction. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 243(1233):190–205, 1957.
- [3] B.N.J. Persson. Theory of rubber friction and contact mechanics. *J. Chem. Phys.*, 115(8):3840–3861, 2001.
- [4] V.I. Kolesnikov, S.B. Bulgarevich, M.V. Boiko, and V.A. Feizova. Mechanoactivation in friction and the laws of sliding and rolling friction. *J. Frict. Wear*, 32(6):413–418, 2011.
- [5] R. Lakes. *Viscoelastic Materials*. Cambridge University Press, 2009.
- [6] T. Pöschel, T. Schwager, N. V. Brilliantov, and A. Zaikin. Rolling friction and bistability of rolling motion. In *Proceedings Powders & Grains*, Jun 2005.
- [7] J. J. Bikerman. Effect of surface roughness on rolling friction. *J. Appl. Phys.*, 20:971–975, October 1949.
- [8] K.R. Eldredge and D. Tabor. The mechanism of rolling friction. i. the plastic range. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 229:181–198, 1955.
- [9] J.N. Israelachvili. *Intermolecular and Surface Forces, 3rd edition*. Elsevier Academy Press, 2011.
- [10] ASTM. Standard hardness conversion tables for metals relationship among brinell hardness, vickers hardness, rockwell hardness, superficial hardness, knoop hardness, and scleroscope hardness, 2007.
- [11] H. Czichos. *TRIBOLOGY a systems approach to the science and technology of friction lubrication and wear*. Elsevier Scientific Publishing Company, 1978.
- [12] Leonardo da Vinci. *Tratado de Estatica y Mechanica en Italiano (Codex Madrid I)*. Number 8937. 1493.
- [13] G. Amontons. *Mémoires de l'Académie Royale A*, pages 257–282, 1699.
- [14] C.A. Coulomb. *Mém. Math. Phys. (Paris)*, page 161, 1785.

- [15] S.Ch. Achanta. *INVESTIGATION OF FRICTION FROM NANO TO MACRO FORCE SCALE UNDER RECIPROCATING SLIDING CONDITIONS*. Doktorarbeit, 2008.
- [16] H. Czichos and K.-H. Habig. *Tribologie-Handbuch*. Vieweg+Teubner Verlag, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2010.
- [17] Takeshi Yamaguchi, Shintaro Hatanaka, and Kazuo Hokkirigawa. Effect of step length and walking speed on traction coefficient and slip between shoe sole and walkway. *Tribol. Online*, 3(2):59–64, 2008.
- [18] Yuji Enomoto and Takashi Yamamoto. New materials in automotive tribology. *Tribol. Lett.*, 5(1):13–24, 1998.
- [19] Rudolph Limpert. *Brake Design and Safety, 2nd edition*. SAE International, 2002.
- [20] Bernd Künne. *Einführung in die Maschinenelemente, 2. Auflage*. Springer Vieweg, 2001.
- [21] K.L. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, 1985.
- [22] V. S. Bulygin. Rolling friction as a viscoelastic dissipative process. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 42(3):546–550, 2001.
- [23] G. Jäger, E. Manske, T. Hausotte, A. Müller, and F. Balzer. Nanopositioning and nanomeasuring machine npmm-200 - a new powerful tool for large-range micro- and nanotechnology. *Surf. Topogr.: Metrol. Prop.*, 4(3):034004, 2016.
- [24] O. Reynolds. On rolling-friction. *Phil. Trans. Royal Soc.*, 166:155–174, 1876.
- [25] E. Rabinowicz. *Friction and Wear of Materials*. John Wiley and Sons, Inc. New York, 1966.
- [26] R. Stribeck. Ball bearings for various loads. *Trans. A.S.M.E.*, 29:420–463, 1907.
- [27] G. A. D. Briggs and B. J. Briscoe. Effect of surface roughness on rolling friction and adhesion between elastic solids. *Nature*, 260:313–315, 1976.
- [28] G. A. D. Briggs and B. J. Briscoe. The effect of surface topography on the adhesion of elastic solids. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 10:2453–2466, 1977.
- [29] D. Tabor. The mechanism of rolling friction. ii. the elastic range. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 229:198–220, 1955.
- [30] J.J. Kalker. The transmission of force and couple between two elastically similar rolling spheres. *Proceedings Koninklijke Nederlandse Academie v. Wetenschappen Series B*, LXVII(2):135–177, 1964.

-
- [31] T. Trevethan and L. Kantorovich. Atomistic simulations of the adhesion hysteresis mechanism of atomic scale dissipation in non-contact atomic force microscopy. *Nanotechnology*, 15:34–39, 2004.
- [32] B.V. Derjaguin and Yu.P. Toporov. The role of adhesion in the rolling and sliding friction of polymers. *Prog. Surf. Sci.*, 45:308–316, 1994.
- [33] B.V. Derjaguin and V.P. Smilga. Electrostatic component of the rolling friction force moment. *Prog. Surf. Sci.*, 45:296–307, 1994.
- [34] B.V. Derjaguin and Yu.P. Toporov. Influence of adhesion on the sliding and rolling friction. *Prog. Surf. Sci.*, 45:317–327, 1994.
- [35] N. V. Brilliantov and T. Pöschel. Rolling friction of a viscous sphere on a hard plane. *Europhys. Lett.*, 42(5):511–516, June 1998.
- [36] C. Zener. Internal friction in solids. i. theory of internal friction in reeds. *Phys. Rev.*, 52(3):230–235, 1937.
- [37] C. Zener. Internal friction in solids ii. general theory of thermoelastic internal friction. *Phys. Rev.*, 53(1):90–99, 1938.
- [38] H.L. Heathcote. The ball bearing: In the making, under test and on service. *Proc. Inst. of Automob. Eng.*, 15(1):569–702, 1921.
- [39] F.W. Carter. On the action of a locomotive driving wheel. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 112(760):151–157, August 1926.
- [40] J.J. Kalker and A.D. de Pater. Survey of the theory of local slip in the elastic contact region with dry friction. *Sov. Appl. Mech.*, 7(5):472–482, 1971.
- [41] J.J. Kalker. The computation of three-dimensional rolling contact with dry friction. *Int. J. Num. Meth. Eng.*, 14:1293–1307, 1979.
- [42] J.J. Kalker. *Three-dimensional elastic bodies in rolling contact*. Kluwer Acad. Publ., 1990.
- [43] H. Hertz. Über die berührung fester elastischer körper. *J. Reine Angew. Math.*, 92:156–171, 1881.
- [44] K.L. Johnson, K. Kendall, and A.D. Roberts. Surface energy and the contact of elastic solids. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 324(1558):301–313, 1971.
- [45] B.V. Derjaguin, V.M. Muller, and Y.P. Toporov. Effect of contact deformation on the adhesion of particles. *J. Coll. Int. Sci.*, 53(2):314–326, 1975.
- [46] F.P. Bowden and D. Tabor. The area of contact between stationary and between moving surfaces. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 169(938):391–413, 1939.
-

- [47] J.F. Archard. Contact and rubbing of flat surfaces. *J. App. Phys.*, 24(8):981–988, August 1953.
- [48] J A. Greenwood and J.B.P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 295:300–319, 1966.
- [49] B.N.J. Persson. Adhesion between an elastic body and a randomly rough hard surface. *Eur. Phys. J. E*, 8:385–401, 2002.
- [50] B.N.J. Persson, F. Bucher, and B. Chiaia. Elastic contact between randomly rough surfaces: Comparison of theory with numerical results. *Phys. Rev. B*, 65(18):184106 (1–7), Apr 2002.
- [51] B.N.J. Persson. Capillary adhesion between elastic solids with randomly rough surfaces. *J. Phys. Condens. Matter*, 20:315007–1–11, 2008.
- [52] B.N.J. Persson. Contact mechanics for randomly rough surfaces. *Surf. Sci. Rep.*, 61:201–227, 2006.
- [53] F.P. Bowden and D. Tabor. Mechanism of metallic friction. *Nature*, 172(3798):197–199, 1942.
- [54] B.N.J. Persson, M. Sivebaek, V.N. Samoilov, K. Zhao, A.I. Volokitin, and Z. Zhang. On the origin of amonton’s friction law. *J. Phys. Condens. Matter*, 20(39):395006, 2008.
- [55] D. Meschede. *Gerthsen Physik, 24. Auflage*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [56] E. Hering, R. Martin, and M. Stohrer. *Physik für Ingenieure, 10. Auflage*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [57] P.A. Tipler and G. Mosca. *Physics for Scientists and Engineers, 6th edition*. W. H. Freeman and Company, 2007.
- [58] W. Demtröder. *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme, 5. Auflage*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [59] D. G. Flom and A. M. Bueche. Theory of rolling friction for spheres. *J. Appl. Phys.*, 30(11):1725–1730, 1959.
- [60] A.L. Kimball and D.E. Lovell. Internal friction in solids. *Phys. Rev.*, 30(6):948–959, 1927.
- [61] J.W.M. Bush and D.L. Hu. Walking on water: Biolocotion at the interface. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38:339–369, 2006.
- [62] S. Floyd, T. Keegan, J. Palmisano, and Metin Sitti. A novel water running robot inspired by basilisk lizards. In *Proceedings of the 2006 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems October 9 - 15, Beijing, China*, 2006.

-
- [63] J.W. Glasheen and T.A. McMahon. A hydrodynamic model of locomotion in the basilisk lizard. *Nature*, 380:340–342, 1996.
- [64] M. Weller and H. Schubert. Internal friction, dielectric loss, and ionic conductivity of tetragonal zro2-3 *J. Am. Ceram. Soc.*, 69(7):573–577, 1986.
- [65] V.G. Kul’kov. Diffusion model of internal friction in nanocrystalline materials. *Tech. Phys.*, 52(3):333–338, 2007.
- [66] R. Schaller and J.J. Ammann. Internal friction in wc-co hard metals. *Mater. Sci. Eng.*, A105/106:313–321, 1988.
- [67] G.P. DeVault and J.A. McLennan. Theory of phonon contribution to internal friction of solids. *Phys. Rev.*, 138(3A):A856–A864, 1965.
- [68] A. Buldum, D.M. Leitner, and S. Ciraci. Model for phononic energy dissipation in friction. *Phys. Rev. B*, 59(24):16042–16046, 1999.
- [69] T. Janssen. Phonons and internal friction in incommensurate composites. *J. Phys. Condens. Matter*, 14(47):12411–12422, 2002.
- [70] J. Torrens-Serra, M. Stoica, J. Bednarcik, J. Eckert, and S. Kustov. Elastic and anelastic properties close to the curie temperature of fe-based bulk metallic glass. *Appl. Phys. Lett.*, 102:041904–1–4, 2013.
- [71] S. Hunklinger. *Festkörperphysik, 2. Auflage*. Oldenbourg Verlag München, 2009.
- [72] Ch. Kittel. *Introduction to Solid State Physics, 8th Edition*. John Wiley and Sons, Inc., 2005.
- [73] P. Aynajian. *Electron-Phonon Interaction in Conventional and Unconventional Superconductors*. PhD thesis, Max Planck Institute for Solid State Research, 2010.
- [74] M. Daimaruya and M. Naitoh. Dispersion and energy dissipation of thermoelastic waves in a plate. *J. Sound Vib.*, 117(3):511–518, 1987.
- [75] B.H. Houston, D.M. Photiadis, M.H. Marcus, J.A. Bucaro, Xiao Liu, and J.F. Vignola. Thermoelastic loss in microscale oscillators. *Appl. Phys. Lett.*, 80(7):1300–1302, 2002.
- [76] R.N. Candler, A. Duwel, M. Varghese, S.A. Chandorkar, M.A. Hopcroft, W.-T. Park, B. Kim, G. Yama, A. Partridge, M. Lutz, and T.W. Kenny. Impact of geometry on thermoelastic dissipation in micromechanical resonant beams. *J. MEMS*, 15(4):927–934, 2006.
- [77] Y.P. Tai, P. Li, and W.L. Zuo. An entropy based analytical model for thermoelastic damping in micromechanical resonators. *Appl. Mech. Mater.*, 159:46–50, 2012.
- [78] A.H. Barnes and C. Zener. Internal friction at high temperatures. *Phys. Rev.*, 58:87, 1940.
-

- [79] G. Pezzotti, K. Ota, and H.-J. Kleebe. Grain-boundary relaxation in high-purity silicon nitride. *J. Am. Ceram. Soc.*, 79(9):2237–2246, 1996.
- [80] G. Pezzotti, H.-J. Kleebe, and K. Ota. Grain-boundary viscosity of polycrystalline silicon carbides. *J. Am. Ceram. Soc.*, 81(2):3293–3299, 1998.
- [81] Giuseppe Pezzotti, Takashi Wakasugi, Toshihiko Nishida, Rikuo Ota, Hans-Joachim Kleebe, and Ken’ichi Ota. Chemistry and inherent viscosity of glasses segregated at grain boundaries of silicon nitride and silicon carbide ceramics. *J. Non-Cryst. Solids*, 271(1-2):79–87, 2000.
- [82] Giuseppe Pezzotti, Ken’ichi Ota, and Hans-Joachim Kleebe. Viscous slip along grain boundaries in chlorine-doped silicon nitride. *J. Am. Ceram. Soc.*, 80(9):2341–2348, 1997.
- [83] H. Bufler. Beanspruchung und schlupf beim rollen elastischer walzen. *Forsch. Ing.-Wes. A*, 27(4):121–126, 1961.
- [84] Giuseppe Bregliozi. *Microtribology of functional surfaces for microengineering applications*. PhD thesis, Università degli studi di Perugia, 2005.
- [85] O. Reynolds. *Proc. Roy. Soc. London*, 23:506, 1875.
- [86] T. A. Stolarski and S. Tobe. *Rolling Contacts*. John Wiley & Sons, 2000.
- [87] D.J. Whitehouse and J.F. Archard. The properties of random surfaces of significance in their contact. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 316(1524):97–121, 1970.
- [88] A.W. Bush, R.D. Gibson, and T.R. Thomas. The elastic contact of a rough surface. *Wear*, 35(1):87 – 111, 1975.
- [89] A. Baltazar, J.-Y. Kim, and S.I. Rokhlin. Ultrasonic determination of real contact area of randomly rough surfaces in elastoplastic contact. *Rev. Mex. Fis.*, 52(1):37–47, 2006.
- [90] C. Putignano, L. Afferrante, G. Carbone, and G. Demelio. A new efficient numerical method for contact mechanics of rough surfaces. *Int. J. Solids Struct.*, 49(2):338–343, 2012.
- [91] K.A. Nuri and J. Halling. The normal approach between rough flat surfaces in contact. *Wear*, 32(1):81 – 93, 1975.
- [92] C. Campana, B. Persson, and M.H. Müser. Transverse and normal interfacial stiffness of solids with randomly rough surfaces. *J. Phys. Condens. Matter*, 23(8):085001, 2011.
- [93] Lars Pastewka, Nikolay Prodanov, Boris Lorenz, Martin H. Müser, Mark O. Robbins, and B.N. J. Persson. Finite-size scaling in the interfacial stiffness of rough elastic contacts. *Phys. Rev. E*, 87(6):062809–1–10, Jun 2013.
- [94] Roman Pohrt and V. Popov. Contact stiffness of randomly rough surfaces. *Sci. Rep.*, 3(3293):1–6, 2013.

-
- [95] Andreas A. Polycarpou and Xi Shi. Measurement and modeling of normal contact stiffness and contact damping at the meso scale. *Trans. A.S.M.E.*, 127:52–60, 2005.
- [96] J. Jamari and D.J. Schipper. Deformation due to contact between a rough surface and a smooth ball. *Wear*, 262(1-2):138 – 145, 2007.
- [97] J. Kagami, K. Yamada, and T. Hatazawa. Contact between a sphere and rough plates. *Wear*, 87(1):93 – 105, 1983.
- [98] K.A. Nuri. The normal approach between curved surfaces in contact. *Wear*, 30(3):321 – 335, 1974.
- [99] B. Bhushan. *Modern tribology handbook*. CRC Press LLC, 2000.
- [100] A. Doménech, T. Doménech, and J. Cebrián. Introduction to the study of rolling friction. *Am. J. Phys.*, 55(3):231–235, March 1987.
- [101] I. Z. Dzhilavdari and N. N. Riznookaya. An experimental assessment of the components of rolling friction of balls at small cyclic displacements. *J. Frict. Wear*, 29(5):330–334, 2008.
- [102] Dumitru N. Olaru, Ciprian Stamate, and Gheorghe Prisacaru. Rolling friction in a micro tribosystem. *Tribol. Lett.*, 35:205–210, 2009.
- [103] D.N. Olaru, C. Stamate, A. Dumitrascu, and G. Prisacaru. New micro tribometer for rolling friction. *Wear*, 271:842–852, 2011.
- [104] J. N. Israelachvili and G. E. Adams. Direct measurement of long range forces between two mica surfaces in aqueous kno3 solutions. *Nature*, 262(5571):774–776, Aug. 1976.
- [105] J.L. Parker. Surface force measurements in surfactant systems. *Prog. Surf. Sci.*, 47(3):205–271, 1994.
- [106] M. Scherge, S.I.-U. Ahmed, O. Mollenhauer, and F. Spiller. Detection of micronewton forces in tribology. *Tech. Messen*, 67(7-8):324–327, 2000.
- [107] Huiwen Liu and Bharat Bhushan. Adhesion and friction studies of microelectromechanical systems/nanoelectromechanical systems materials using a novel microtriboapparatus. *J. Vac. Sci. Technol A*, 21(4):1528–1538, 2003.
- [108] O. Mollenhauer, S.I.-U. Ahmed, F. Spiller, and H. Haefke. High-precision positioning and measurement systems for microtribotesting. *Tribotest*, 12(3):189–199, 2006.
- [109] W. Krause. *Konstruktionselemente der Feinmechanik*. Carl Hanser Verlag München Wien, 3 edition, 2004.
- [110] Yibing Zhang and Zoumin Liu. Numerical analysis of frictional heat-stress coupled field at dynamic contact. In *TSINGHUA SCIENCE AND TECHNOLOGY*, volume 9, pages 303–307, Jun 2004.
-

- [111] S. Asfour, M. Eltoukhy, M. Almakky, and C. Huang. Thermoelastic instability in disk brakes: Simulation of the heat generation problem. In *Proceedings of the COMSOL Users Conference 2006*, 2006.
- [112] Douglas Burkes, John Dixon, and Pavel Medvedev. Thermal modeling of a friction bonding process. In *Proceedings of the COMSOL Conference 2007*, 2007.
- [113] Henrik B. Schmidt and Jesper H. Hattel. Thermal and material flow modelling of friction stir welding using comsol. In *Proceedings of the COMSOL Conference 2008*, 2008.
- [114] Andrei-Ionut Stefancu, Silviu-Cristian Melenciuc, and Mihai Budescu. Finite element analysis of frictional contacts. *Bulletin of the Polytechnic Institute of Jassy*, 3:131–140, 2011.
- [115] E. Vollebregt. User guide for contact, j.j. kalker’s variational contact model. Technical Report TR09-03, version 1.23, VORtech Computing, Delft, NL-2600, Jan. 2012.
- [116] E. Vollebregt. Contact.
- [117] V. Popov. *Kontaktmechanik und Reibung: Von der Nanotribologie bis zur Erdbebendynamik*. Springer, 2010.
- [118] J A. Greenwood. A simplified elliptic model of rough surface contact. *Wear*, 261(2):191 – 200, 2006.
- [119] L. Kogut and I. Etsion. A static friction model for elastic-plastic contacting rough surfaces. *Trans. ASME*, 126:34–40, Jan 2004.
- [120] L. Li, I. Etsion, and F.E. Talke. Elastic–plastic spherical contact modeling including roughness effects. *Tribol. Lett.*, 40:357–363, 2010.
- [121] V.L. Popov. *Kontaktmechanik und Reibung*. Springer Heidelberg, 2010.
- [122] W. Pabst, G. Tichá, and E. Gregorová. Effective elastic properties of alumina-zirconia composite ceramics - part 3. calculation of elastic moduli of polycrystalline alumina and zirconia from monocrystal data. *Ceramics - Silikáty*, 48(4):41–48, 2004.
- [123] NIST. Nist structural ceramics database (scd) - zro2 (scd citation number: Z00097). Technical report, 2012.
- [124] CeramTec. Materials table. Technical report, CeramTec GmbH, 2012.
- [125] Redhill Speciality Balls. Ceramic, 2013. <http://www.redhill-balls.cz/ceramic.html> (letzter Zugriff 27.05.2013).
- [126] H. Kötttritsch. Documentation about the development work in the development centre steyr of skf Österreich ag. Technical report, SKF Österreich AG, 2008.
- [127] Saphirwerk Industrieprodukte AG. Eigenschaften der von saphirwerk bearbeiteten werkstoffe. Technical report, Saphirwerk Industrieprodukte AG, CH-2555 Brügg, 2005.

-
- [128] Greene Tweed & Co. Inc. and Gavish Industrial Technologies & Materials Ltd. Sapphire. Technical report, Greene, Tweed & Co., Inc. and Gavish Industrial Technologies & Materials Ltd., 2008.
- [129] Kyocera. Characteristics of single crystal sapphire. Technical report, KYOCERA Corporation, Corporate Fine Ceramics Group, 2012.
- [130] The Roditi International Corporation Ltd. Sapphire properties, 2008. <http://www.roditi.com/SingleCrystal/Sapphire/Properties.html> (letzter Zugriff 03.12.2012).
- [131] Y.Y. Lim and M.M. Chaudhri. Indentation of elastic solids with a rigid vickers pyramidal indenter. *Mech. Mater.*, 38:1213–1228, 2006.
- [132] S. Sugiyama and H. Taimatsu. Microstructure and mechanical properties of w-c-b ceramics containing vc. *Mat. Trans.*, 47(9):2353–2357, 2006.
- [133] M. Lee and R.S. Gilmore. Single crystal elastic constants of tungsten monocarbide. *J. Mater. Sci.*, 17:2657–2660, 1982.
- [134] M.J. Puttock and E.G. Thwaite. Elastic compression of spheres and cylinders at point and line contact. Technical Report 25, National Standards Laboratory, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Australia, 1969.
- [135] Redhill Speciality Balls. Tunsteen carbide, 2013. http://www.redhill-balls.cz/tunsteen_carbide.html (letzter Zugriff 27.05.2013).
- [136] Ovako. Ovako 803 - 100cr6 v7. Technical report, Ovako Hofors AB, 2010.
- [137] M3 Excellence Limited. Specifications of alloy steel: Aisi 52100 / gcr 15. Technical report, M3 Excellence Limited, 2011.
- [138] U. Beck, M. Griepentrog, A. Dück, M. Männ, and M. Sahre. Certification report. Technical report, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), 2005.
- [139] C. Carroll. Wälzlagerwerkstoffe. Technical report, IBC Wälzlager GmbH, 2010.
- [140] N. Conté. The influence of surface roughness on instrumented indentation testing (iit). APPLICATIONS BULLETIN 23, CSM Instruments, March 2007.
- [141] Xiaoming Liu, Fuping Yuan, and Yueguang Wei. Grain size effect on the hardness of nanocrystal measured by the nanosize indenter. *J. App. Surf. Sci.*, 279(0):159–166, 2013.
- [142] Xiangdong Du, Iwona Jasiuk, and Irina Hussainova. Nanoindentation of cr3c2-ni cermets. In *2006 SEM Annual Conference & Exposition on Experimental and Applied Mechanics*, St. Louis, MI, USA, June 4 - 6 2006.
- [143] E. J. Duwell. Friction and wear of single crystal sapphire sliding on steel. *J. Appl. Phys.*, 33:2691, 1962.
-

- [144] B. Guddei and S.I.-U. Ahmed. Rolling friction of single balls in a flat-ball-flat-contact as a function of surface roughness. *Tribol. Lett.*, 51(2):1–8, 2013.
- [145] Allan F. Bower. *Applied Mechanics of Solids, 1st edition*. CRC Press, Taylor & Francis, 2009.

Eigene Publikationen und Konferenzbeiträge

Konferenzbeiträge

B. Guddei, S. I.-U. Ahmed, Rollreibungsmessung an einzelnen Kugeln im Ebene-Kugel-Ebene-Kontakt, 52. GfT-Fachtagung, Göttingen, Deutschland (26–28 September 2011)

B. Guddei, S. I.-U. Ahmed, Rolling friction of single balls in a flat-ball-flat-contact as a function of surface roughness, 15th Nordic Symposium on Tribology NORDTRIB 2012, Trondheim, Norway (12–15 Juni 2012), paper number 131

Zeitschriftenbeiträge

B. Guddei, S.I.-U. Ahmed, Rolling friction of single balls in a flat-ball-flat-contact as a function of surface roughness, Tribol. Lett., 51(2):1–8, 2013, DOI: 10.1007/s11249-013-0127-9 (Sonderausgabe zu ausgewählten Papers der Konferenz 15th Nordic Symposium on Tribology NORDTRIB 2012, Trondheim, Norway)

A Weiterführende Details zu den Versuchsaufbauten

A.1 Kalibrierung von Kraftsensoren

Die Kraftsensoren der Geräte, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind, basieren auf der Messung der Auslenkung elastischer Elemente; zumeist Parallelfederführungen. Die Auslenkung wurde berührungslos mit optischen Interferometern (SP2000 und SP120, Fa. SIOS Messtechnik) oder Faser-Optischen Sensoren FOS (Fa. TETRA) gemessen. Bevor Messungen der Normal-, Tangential- oder Indentationskraft durchgeführt werden konnten, mussten die Federkonstanten der Verformungskörper bestimmt werden.

Als Maßverkörperung wurden verschiedene Gewichtsstücke eines Gewichtssatz der Klasse F1 in den Abstufungen: 20 mg, 50 mg, 100 mg, 200 mg, 500 mg, 1 g, 2 g, 5 g, 10 g, 20 g, 50 g, 100 g benutzt. Die Gewichtsstücke konnten an einem kleinen Drahhaken, der an einem dünnen Faden befestigt war, aufgehängt werden. Das andere Ende des Fadens wurde über eine Umlenkrolle zum zu kalibrierenden Verformungskörper geführt und eingehängt. Die Rolle wurde dann mindestens eine Umdrehung gedreht, sodass der Faden gestrafft wurde. Die Umdrehung wurde immer an einer markierten Stelle gestoppt, wodurch sichergestellt wurde, dass bei allen Messungen immer die gleichen Hebelverhältnisse zwischen einlaufendem und auslaufendem Punkt von Faden und Rolle gewirkt haben. Die angezeigte Auslenkung wurde zu Null gesetzt. Nach dieser Vorbereitung wurden der Reihe nach immer schwerere Gewichte am Haken befestigt, die Rolle wieder um eine Umdrehung gedreht und die Auslenkung gemessen. Dazu wurden die Anzeigewerte in der Echtzeitsteuerung über eine Zeitspanne von 5 s mit einer Abtastrate von 10 kHz aufgenommen und arithmetisch gemittelt. Die entsprechenden Wertepaare von Gewichtskraft und Auslenkung wurden in ein Diagramm eingetragen und eine Ausgleichsgerade berechnet. Deren Anstieg entspricht der Federsteifigkeit. In den Abb. A.1 und A.2 sind die Anordnungen von Umlenkrolle und Verformungskörper zur Normal- bzw. Tangentialkraftkalibrierung schematisch dargestellt.

Im Fall der Tangentialkraftkalibrierung (Abb. A.2) wurde zweiseitig gemessen; d.h., nachdem der Verformungskörper mit allen Gewichtsstücken in eine Richtung belastet wurde, wurde die Umlenkrolle auf der gegenüberliegenden Seite installiert und die Messungen wiederholt. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in Abb. A.3 dargestellt.

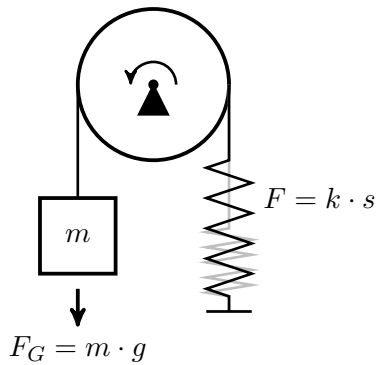


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Anordnung zur Normalkraftkalibrierung mit Umlenkrolle, Gewichtsstück und Verformungskörper (symbolisiert durch Feder).

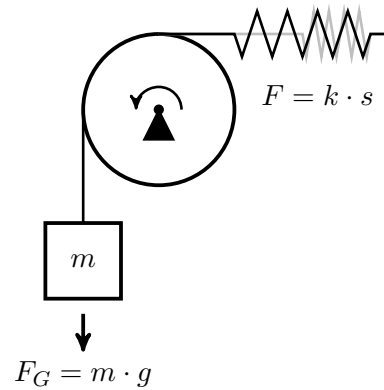


Abbildung A.2: Schematische Darstellung der Anordnung zur Tangentialkraftkalibrierung mit Umlenkrolle, Gewichtsstück und Verformungskörper (symbolisiert durch Feder).

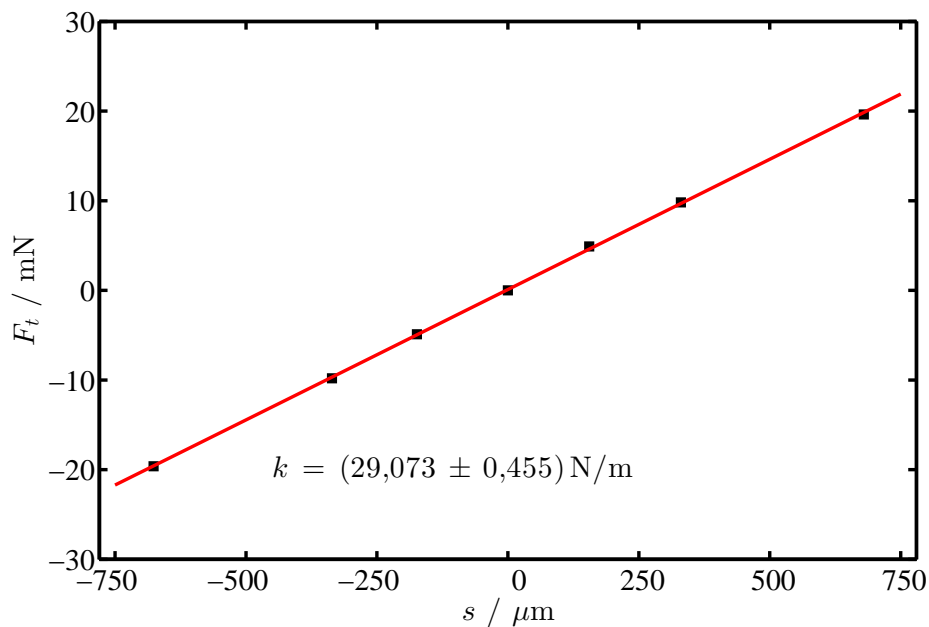


Abbildung A.3: Beispiel einer Tangentialkraftkalibrierung mit Messpunkten und Ausgleichsgerade. Die angegebene Unsicherheit entspricht dem 95%-Konfidenzintervall der Fit-Parameter.

A.2 Berechnung zyklischer Verlustarbeit

In diesem Abschnitt wird das Auswertungsverfahren beschrieben, das zur Berechnung der Verlustarbeit bei zyklischen Messvorgängen benutzt und in die verwendete Echtzeitsteuerung implementiert wurde. Dieses Verfahren lässt sich auf alle Messanordnungen übertragen, in denen eine Kraft und ein dazugehöriger Weg aufgezeichnet wurden, was in allen Messanordnungen

bis auf den GLPS der Fall war. Konkret waren dies folgende Kraft-Weg-Tupel: Tangentialkraft und Gleitweg bei der reversierenden Bewegung der Tribometer (Gleitreibungstribometer oder Rollwiderstandstribometer); Normalkraft und Eindringung bei der zyklischen Be- und Entlastung im Indentationsaufbau.

Die Verlustarbeit entspricht dem Umlaufintegral der Kraft über den geschlossenen Weg eines Messzyklus und kann in der digitalen Steuerung als Summe von Dreiecksflächen approximiert werden. Die Dreiecke werden jeweils vom selben Ursprung durch zwei Vektoren $\vec{w}_i = \overrightarrow{F_i, s_i}$ und $\vec{w}_{i+1} = \overrightarrow{F_{i+1}, s_{i+1}}$ aufgespannt (s. Abb. A.4), wobei die Lage des Ursprungs frei gewählt werden kann. Der Einfachheit halber sollte $(F = 0, s = 0)$ als Ursprung gewählt werden. Der Flächeninhalt der Dreiecke kann durch das Kreuzprodukt beider Vektoren ausgedrückt werden und muss einschließlich des Vorzeichens über den gesamten Zyklus aufsummiert werden.

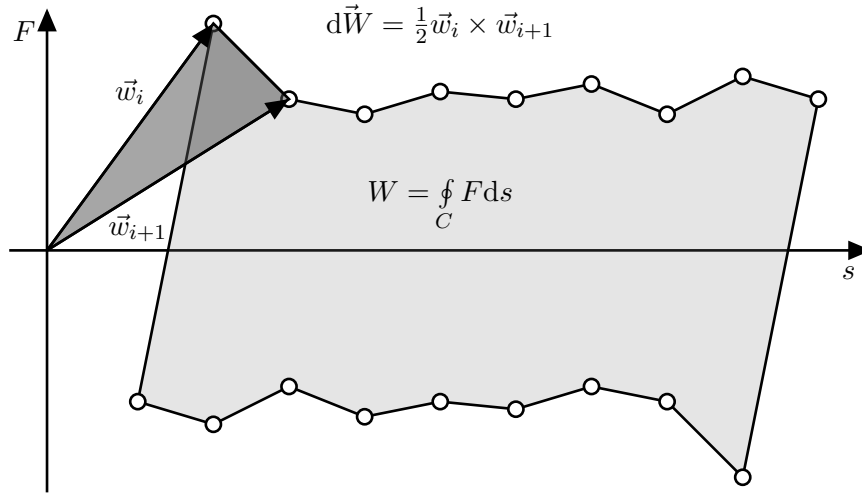


Abbildung A.4: Schematische Darstellung der Kraft F an der Position s infolge eines zyklischen Messvorgangs. Das Umlaufintegral entspricht der verrichteten Arbeit und wird in Abtastsystemen als Summe von Kreuzprodukten aufeinanderfolgender vektorisierter Messpunkte \vec{w}_i und \vec{w}_{i+1} approximiert.

Wichtig ist, dass das Umlaufintegral auch tatsächlich über einen geschlossenen Weg gebildet wird, da andernfalls falsche Ergebnisse berechnet werden. In der Steuerung geschieht das indem der erste Punkt \vec{w}_1 , erneut als letzter Punkt \vec{w}_{n+1} benutzt wird. Der beschriebene Sachverhalt kann mathematisch wie folgt ausgedrückt werden.

$$W = \left| \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{n-1} \vec{w}_i \times \vec{w}_{i+1} \right] + \frac{1}{2} \vec{w}_n \times \vec{w}_1 \right| \quad (\text{A.1})$$

Die Ergebnisse von Gleitreibungs- oder Rollwiderstandsuntersuchung werden typischerweise in Form von Widerstandskoeffizienten μ angegeben. Diese können aus der Verlustarbeit (Glg. A.1), dem Hub \hat{s} der reversierenden Bewegung und der mittleren Normalkraft $\overline{F_n}$ berechnet werden.

Im ersten Schritt wird die mittlere Tangentialkraft \overline{F}_t berechnet. Dazu kann folgende Beziehung genutzt werden.

$$W = \overline{F}_t \cdot 2 \cdot \hat{s} \quad (\text{A.2})$$

Im nächsten Schritt kann mit der mittleren Normalkraft \overline{F}_n des entsprechenden Zyklus und der nach \overline{F}_t umgestellten Glg. A.2 der Widerstandskoeffizienten μ angegeben werden:

$$\mu = \frac{\overline{F}_t}{\overline{F}_n} = \frac{W}{2 \cdot \hat{s} \cdot \overline{F}_n} \quad (\text{A.3})$$

Die Plausibilität des beschriebenen Verfahrens zur Bestimmung des Rollwiderstands wurde wieder am Silizium–Siliziumnitrid–Silizium–Kontakt überprüft. Dazu wurde die Verlustarbeit und daraus der mittlere Rollwiderstand berechnet und mit der Differenz der arithmetischen Mittelwerte für Hin– und Rückbewegung verglichen. Eine graphische Darstellung diesbezüglich befindet sich in Abb. A.5.

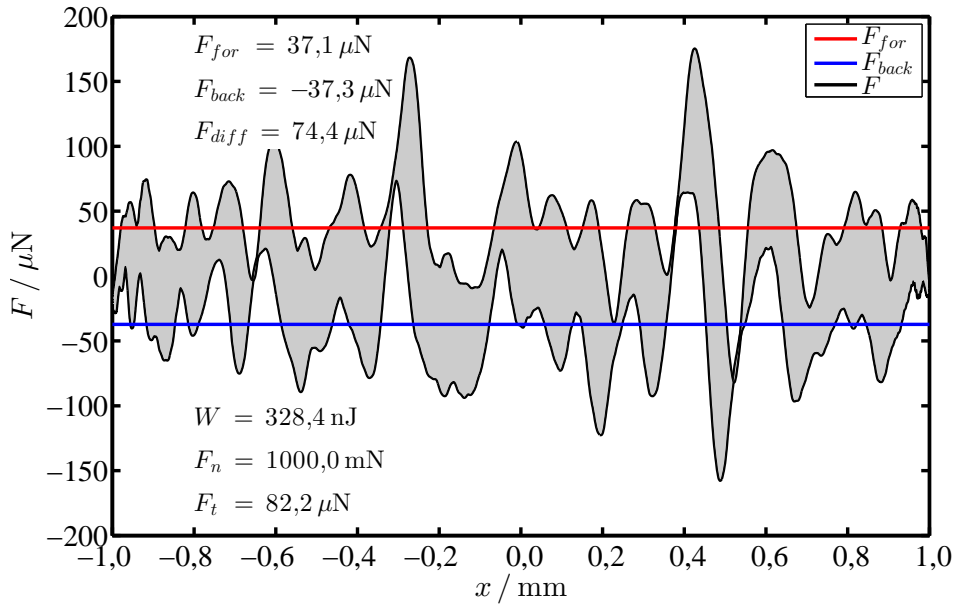


Abbildung A.5: Plausibilitätsprüfung der berechneten Verlustarbeit. Der daraus berechnete Rollwiderstand ist etwas größer als die Differenz der Kraftmittelwerte von Hin– und Rückweg. Dieser Effekt wird der Bewegungsumkehr zugeschrieben.

Es zeigt sich, dass der Rollwiderstand aus der Differenz der Mittelwerte etwas kleiner ist, als der aus der Verlustarbeit berechnete. Dies ist insofern plausibel, da an den Umkehrpunkten der Bewegung der Kraftaufnehmer in die jeweils andere Richtung ausgelenkt werden muss. Da die Geschwindigkeit in den Umkehrpunkten vergleichsweise klein ist, aber mit einer konstant hohen Abtastrate Messwerte aufgezeichnet wurden, sind dadurch überproportional viele Werte vorhanden, die zwischen dem Widerstand von Hin– bzw. Rückweg liegen und damit den arithmetischen Mittelwert tendenziell verkleinern.

A.3 Messunsicherheit der Tangentialkraftmessung des RRT

In diesem Abschnitt wird die Messunsicherheit der Tangentialkraftmessung des RRT betrachtet. Die Kraft wird wie bereits erwähnt durch die Messung der Auslenkung einer elastischen Feder bestimmt und wird in der nachfolgenden Analyse als konstant bzw. im stationären Zustand betrachtet. Dynamische Effekte durch örtliche Schwankungen des Rollwiderstands während der eigentlichen Messungen werden nicht modelliert. Die Auslenkung des Kraftaufnehmers wird durch ein Interferometer (SP120, Fa. SIOS Messtechnik) gemessen. Der schematische Aufbau der Messkette aus Interferometer (Strahlteiler und Referenzspiegel), Gestell und Messspiegel ist in Abb. A.6 gezeigt. Auf die Darstellung der Verformungskörpers wurde verzichtet.

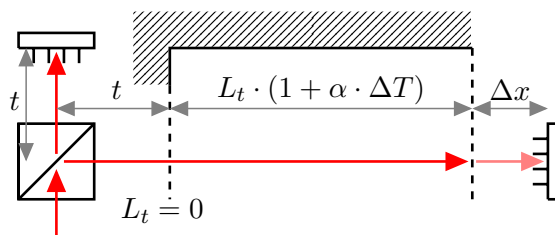


Abbildung A.6: Schematische Darstellung der messtechnischen Kette für die Messung der Auslenkung eines Verformungskörpers zur Kraftmessung. Die wesentlichen Bestandteile der Kette sind: Interferometer, Gestell und Planspiegel

In Abb. A.6 wird die Streckenlänge vom Strahlteilungspunkt bis zum Referenzspiegel mit t bezeichnet. Den Brechzahlgebieten entsprechend, Strahlteiler aus Glas bzw. Luftstrecke bis zum Referenzspiegel, ergibt sich aus der geometrischen Länge eine optische Strecke. Gleiches gilt auch für den Messstrahl. Es verhält sich nun so, dass es entlang des Messstrahls einen Punkt gibt, welcher der selben optischen Strecke entspricht, wie man sie im Bereich des Referenzstrahls vorfindet. An dieser Stelle passen genauso viele Wellenlängen in den Referenzarm des Interferometers, wie in den Messarm; an dieser Stelle ist die sogenannte Totstrecke L_t Null. Würde sich dort der Messspiegel befinden, so würde die Auswertung der Interferenzordnungen unabhängig von der Änderung der Luftbrechzahl sein, die u.a. durch Temperatur, Druck, Feuchte und CO_2 -Gehalt beeinflusst wird. Würden darüber hinaus die thermischen Strecken im Referenz- und Messarm gleich sein, also gleiche Materialausdehnungskoeffizienten vorliegen, so könnte sogar die Temperatur des Messaufbaus geändert werden, ohne dass dabei ein Durchlauf von Interferenzordnungen stattfinden würde. Dieser optimale Messpunkt bei $L_t = 0$ lässt sich jedoch fertigungstechnisch nur sehr schwer einstellen, da in der Regel die tatsächlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten oder die exakten Dimensionen der optischen Bauteile nicht bekannt sind. Weiterhin können geometrische Einschränkungen oder bestimmte Anforderungen an die Konstruktion des Messaufbaus dazu führen, dass $L_t = 0$ nicht eingehalten werden kann. Aus diesen Gründen sowie durch das Anliegen

die Verschiebung des Messspiegels zu messen, kann im Allgemeinen davon ausgegangen werden, dass die Totstrecke $L_t \neq 0$ ist.

Nun stellt sich die Frage, mit welcher Messunsicherheit die Verschiebung des Messspiegels gemessen werden kann. Zur Vereinfachung wird angenommen, dass die Wärmeausdehnungskoeffizienten der Aluminiumlegierung des Interferometergehäuses und der Gestellstruktur des Messaufbaus gleich sind. Dementsprechend kann der Nullpunkt der interferometrisch gemessenen Strecke auf den in Abb. A.6 mit $L_t = 0$ bezeichneten Punkt gelegt werden. Daraus folgt, dass die Messunsicherheit der Messspiegel-Verschiebung Δx im Wesentlichen durch folgende Einflüsse bestimmt wird: der Durchlauf von Interferenzordnungen durch Brechzahländerung der Luft, welche mit $\Delta K_{\Delta T}$ bezeichnet werden, bzw. der Durchlauf von Interferenzordnungen durch die Messspiegel-Verschiebung, welche mit $\Delta K_{\Delta x}$ bezeichnet werden.

Zuerst wird $\Delta K_{\Delta T}$ bei der Messspiegel-Verschiebung $\Delta x = 0$ betrachtet. In diesem Fall wird der Durchlauf von Interferenzordnungen nur durch die Brechzahländerung der Luft und durch die thermische Längenänderung der Totstrecke $L_t \cdot \alpha \cdot \Delta T$ verursacht. Es gilt für die Anzahl der Wellenlängen im Bereich der Totstrecke zum Referenzzeitpunkt K_r bzw. zum Messzeitpunkt K_a :

$$K_r = \frac{2L_t}{\lambda_r} \quad (\text{A.4a})$$

$$K_a = \frac{2L_t \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T)}{\lambda_a} \quad (\text{A.4b})$$

Aus deren Differenz folgt die Anzahl der durchgelaufenen Interferenzordnungen $\Delta K_{\Delta T}$

$$\Delta K_{\Delta T} = K_a - K_r = 2L_t \cdot \left[\frac{1 + \alpha \cdot \Delta T}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_r} \right] \quad (\text{A.5})$$

Kommt es nun zusätzlich zu einer Verschiebung des Messspiegels um den Betrag Δx , laufen weitere Interferenzordnung $\Delta K_{\Delta x}$ durch.

$$\Delta K_{\Delta x} = \frac{2\Delta x}{\lambda_a} \quad (\text{A.6})$$

Die Summe aus $\Delta K_{\Delta T}$ und $\Delta K_{\Delta x}$ ist die gesamte Anzahl der durchgelaufenen Ordnungen seit dem Referenzzeitpunkt.

$$\Delta K = \Delta x \frac{2}{\lambda_a} + 2L_t \cdot \left[\frac{1 + \alpha \cdot \Delta T}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_r} \right] \quad (\text{A.7})$$

ΔK ist dabei der Wert, den z.B. ein Interpolator als momentanen Messwert liefern würde. Wird Glg. A.7 nach Δx umgestellt, ergibt sich die relative Verschiebung des Messspiegels bezogen auf das Gestell zum Referenzzeitpunkt. Dies würde im vorliegenden Fall z.B. der „wahren“ Verformung der Feder zur Tangentialkraftmessung entsprechen.

$$\Delta x = \Delta K \cdot \frac{\lambda_a}{2} - L_t \cdot \left[1 + \alpha \cdot \Delta T - \frac{\lambda_a}{\lambda_r} \right] \quad (\text{A.8})$$

In Glg. A.8 können die Wellenlängen λ_r und λ_a durch die Vakuumwellenlänge λ_0 des Lasers sowie den Brechzahlen der Luft n_r und n_a ausgedrückt werden, woraus sich die Modellgleichung für die Messunsicherheitsanalyse der Kraftaufnehmerauslenkung ergibt:

$$\Delta x = \Delta K \cdot \frac{\lambda_0}{2n_a} - L_t \cdot \left[1 + \alpha \cdot \Delta T - \frac{n_r}{n_a} \right] \quad (\text{A.9})$$

Daraus folgt weiter die Modellgleichung für die gemessene Kraft:

$$F = k \cdot \Delta x \quad (\text{A.10})$$

Darin ist k die Federkonstante des Verformungskörpers. Was an dieser Stelle noch fehlt, ist eine Modellgleichung zur Berechnung des Brechungsindex der Luft, welcher, wie oben bereits erwähnt, von verschiedenen Parametern abhängt: u.a. Lufttemperatur, –druck, –feuchte und CO_2 –Gehalt. Diese entsprechenden Abhängigkeiten können mit der sogenannte EDLEN–Formel¹ (1966) dargestellt werden, die im Laufe der Zeit weiterentwickelt und modifiziert wurde^{2,3}. Darauf basierend, wurden an der PTB Braunschweig durch BÖNSCH und POTULSKI Brechzahlmessungen von Luft durchgeführt und durch Kurvenanpassung eine Reihe von Koeffizienten bestimmt, welche für die Berechnung des Brechungsindex aus der Lufttemperatur, der relativen Luftfeuchte, des Luftdrucks sowie des relativen CO_2 –Gehalts benötigt werden. Die von BÖNSCH und POTULSKI veröffentlichte anwenderfreundliche Zusammenstellung der Formeln und Koeffizienten⁴, wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Brechzahlberechnung benutzt. Zusammen mit den Glg. A.8 und A.10 steht damit ein Satz von Modellgleichungen zur Messunsicherheitsanalyse der Tangentialkraftmessung zu Verfügung. Die Analyse selbst, wurde nach dem ISO „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM) unter Zuhilfenahme der Software „GUM Workbench Edu“⁵ durchgeführt. In Tab. A.1 sind die verwendeten Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Brechzahl zusammengefasst.

Tabelle A.1: *Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse der Luftbrechzahl*

Symbol	Wert	Halbbreite
λ_0	632,8 nm	0,00018984 nm ($\Delta f/f = 3 \cdot 10^{-7}$)
t_r	22,0°C	0,1°C
t_a	22,15°C	0,1°C
% <i>R.H.</i>	42,5%	12,5%
x_{CO_2}	350 ppm	50 ppm
p	96000 Pa	150 Pa

¹B. Edlén. The refractive index of air. *Metrologia*, 2(2):71–80, 1966

²K.P. Birch and M.J. Downs. An updated edlén equation for the refractive index of air. *Metrologia*, 30:155–162, 1993

³K. P. Birch and M. J. Downs. Correction to the updated edlen equation for the refractive index of air. *Metrologia*, 31:315–316, 1994

⁴die Zusammenstellung der Formeln und Koeffizienten befindet sich im Anhang von: G. Bönsch and E. Potulski. Measurement of the refractive index of air and comparison with modified edlén’s formulae. *Metrologia*, 35:133–139, 1998

⁵GUM Workbench Edu, Version 2.4.1.388, Metrodata GmbH

Das Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse, der Luftbrechzahlen zum Referenzierungszeitpunkt sowie zu einem (beliebigen) Zeitpunkt während einer Rollwiderstandsmessung sind, zusammen mit den Eingangsgrößen zur Analyse der Messunsicherheit der Tangentialkraftauslenkung, in Tab. A.2 zusammengefasst. Die Anzahl der durchgelaufenen Interferenzordnungen entspricht dabei einem Tangentialkraftnennwert von ca. $1 \mu\text{N}$. Weiterhin ist in Tab. A.2 eine Temperaturänderung ΔT angegeben, die aus einer Langzeitmessung von über $60 h$ gewonnen wurde; ΔT entspricht dabei der größten Änderung, die in einem Intervall von 12 min gefunden wurde, was der typischen Dauer einer Rollwiderstandsmessung entspricht.

Tabelle A.2: *Eingangsgrößen, inklusive der Ergebnisse der Messunsicherheitsanalyse der Brechzahlen von Luft, zur Bestimmung der Messunsicherheit der Tangentialkraft-Auslenkung am RRT.*

Symbol	Wert	Halbbreite
λ_0	632,8 nm	0,00018984 nm ($\Delta f/f = 3 \cdot 10^{-7}$)
n_r	1,000255324	$490 \cdot 10^{-9}$
n_a	1,000255190	$490 \cdot 10^{-9}$
ΔK	0,10	0,01
α	$21 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$	$3 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$
ΔT	0,15 K	0,01 K
L_t	45 mm	5 mm

Aus dem Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse der Tangentialkraftauslenkung, kann schließlich die Messunsicherheitsanalyse der Tangentialkraftmessung erfolgen. Die entsprechenden Eingangsparameter, Δx und k , sowie das Ergebnis der Analyse für F_t sind in Tab. A.3 zusammengefasst. Die Anzahl der durchgelaufenen Interferenzordnungen entspricht dabei einem Normalkraftnennwert von ca. 30 mN und damit einem Rollwiderstandskoeffizienten von $\mu_r \approx 3 \cdot 10^{-5}$.

Tabelle A.3: *Eingangsgrößen, inklusive des Ergebnisses der Unsicherheitsanalyse der Tangentialkraftauslenkung, zur Bestimmung der Unsicherheit der Tangentialkraftmessung. Das Ergebnis, der sich daraus ergebenden Messunsicherheit der Tangentialkraft, ist ebenfalls angegeben.*

Symbol	Wert	Halbbreite
k	28,083 N/m	0,126 N/m
Δx	0,955 μm	0,036 μm
F_t	1,1 μN	1,0 μN

Messunsicherheit der Normalkraftkraftmessung des RRT

Analog zur obigen Betrachtung der Tangentialkraftmessung, erfolgt die Messunsicherheitsanalyse der Normalkraftmessung, wobei der größte Unterschied zur Tangentialkraftmessung in der kürzeren

Totstrecke sowie der stabileren Laserquelle besteht. Die Messunsicherheitsanalyse startet wie oben gezeigt mit der Analyse der Auslenkungsmessung. Die dazu benötigten Eingangsparameter / –werte sind in Tab. A.4 zusammengestellt.

Tabelle A.4: *Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Auslenkung des Normalkraftsensors am RRT.*

Symbol	Wert	Halbbreite
λ_0	632,8 nm	0,000012656 nm ($\Delta f/f = 2 \cdot 10^{-8}$)
n_r	1,000255324	$490 \cdot 10^{-9}$
n_a	1,000255190	$490 \cdot 10^{-9}$
ΔK	120,00	0,01
α	$21 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$	$3 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$
ΔT	0,15 K	0,01 K
L_t	10 mm	5 mm

Das Ergebnis der Messunsicherheit der Normalkraftauslenkung Δz ist neben der kalibrierten Steifigkeit des Kraftaufnehmers k_z Bestandteil der Eingangsdaten für die Unsicherheitsanalyse der Normalkraftmessung an sich. Beide Eingangsparameter sowie das Ergebnis der Analyse befinden sich in Tab. A.5.

Tabelle A.5: *Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse der Normalkraftmessung einschließlich des Ergebnisses.*

Symbol	Wert	Halbbreite
k_z	813,232 N/m	0,749 N/m
Δz	37,9587 μm	0,0088 μm
F_n	30,9 mN	34 μN

Messunsicherheit der Messung des Rollwiderstandskoeffizienten mit dem RRT

Mit den obigen Ergebnissen für die Tangential- und Normalkraftmessung, kann die Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten erfolgen. Die Modellgleichung dafür lautet:

$$\mu_r = \frac{F_t}{F_n} \quad (\text{A.11})$$

Die beiden Kräfte als Eingangsdaten sowie der Nennwert und die Unsicherheit des Rollwiderstandskoeffizienten sind in Tab. A.6 angegeben.

Die in Tab. A.6 angegebenen Werte markieren die untere Grenze der Messbarkeit des Rollwiderstandskoeffizienten mit dem RRT bei Kräften im unteren Millinewtonbereich; Nennwert und Messunsicherheit von μ_r haben nahezu den selben Wert. Geht man für eine weitere Betrachtung

Tabelle A.6: *Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten einschließlich des Ergebnisses bei der Normalkraft $F_n \approx 30$ mN.*

Symbol	Wert	Halbbreite
F_t	1,1 μ N	1,0 μ N
F_n	30,9 mN	34 μ N
μ_r	$34 \cdot 10^{-6}$	$33 \cdot 10^{-6}$

von $\mu_r \approx 30 \cdot 10^{-6}$ aus, vergrößert jedoch die Normalkraft, so ergibt sich folgendes Bild (Tab. A.7 und A.8):

Tabelle A.7: *Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten einschließlich des Ergebnisses bei der Normalkraft $F_n \approx 100$ mN.*

Symbol	Wert	Halbbreite
F_t	3,1 μ N	1,0 μ N
F_n	102,90 mN	110 μ N
μ_r	$30,4 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$

Tabelle A.8: *Eingangsgrößen zur Messunsicherheitsanalyse des Rollwiderstandskoeffizienten einschließlich des Ergebnisses bei der Normalkraft $F_n \approx 300$ mN.*

Symbol	Wert	Halbbreite
F_t	9,1 μ N	1,0 μ N
F_n	309,7 mN	330 μ N
μ_r	$29,3 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$

An den Ergebnissen in Tab. A.8 und A.7 wird deutlich, dass bei Lasten von $F_n \approx 100 \dots 300$ mN Rollwiderstandskoeffizienten im Bereich von 10^{-5} noch relativ sicher gemessen werden können. Bei $F_n \approx 100$ mN verbessert sich die Messunsicherheit auf Werte unter $1 \cdot 10^{-5}$ und bei $F_n \approx 300$ mN ist die Messunsicherheit schon deutlich besser als $1 \cdot 10^{-5}$.

A.4 Messunsicherheit der Kraftmessung im IHPS

Die Indentationskraft F_i bei den Messungen mit dem IHPS setzt sich aus der Antriebskraft F_A und der Rückstellkraft der Federführung F_F zusammen, wobei erstere vor jeder Messung auf die Rückstellkraft kalibriert wird. Dies geschah wie in Abschn. 4.2.3 beschrieben innerhalb der Echtzeitsteuerung, weshalb zur Anschauung eine Kalibrierung manuell durchgeführt wurde. Abbildung A.7 zeigt die entsprechenden Messdaten und Ausgleichsgerade.

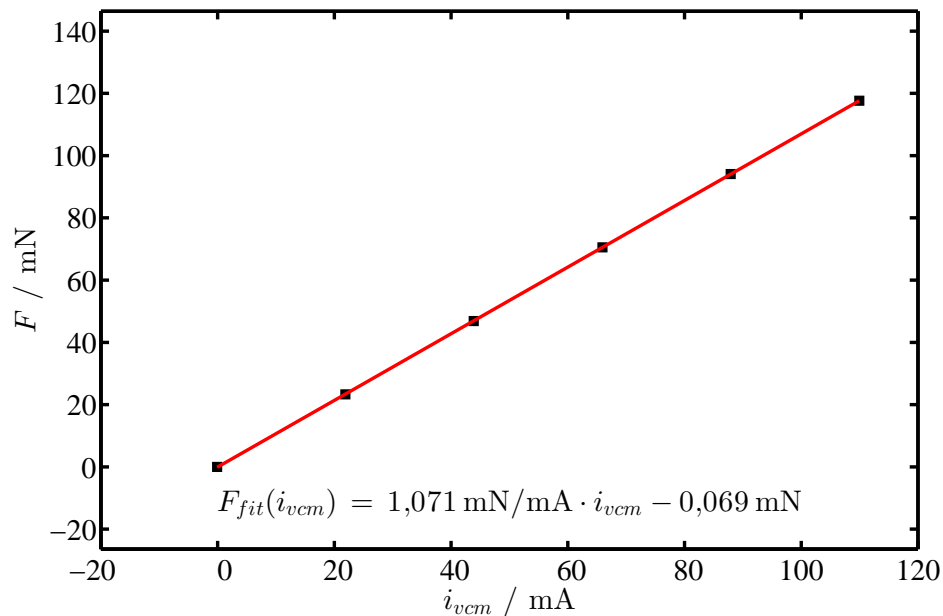


Abbildung A.7: Manuell aufgenommene Kennlinie zur Kalibrierung der Kraftkonstante. Es sind Messpunkte sowie eine Ausgleichsgerade mit Geradengleichung angegeben. Die Kraftkonstante entspricht dem Anstieg der Gerade.

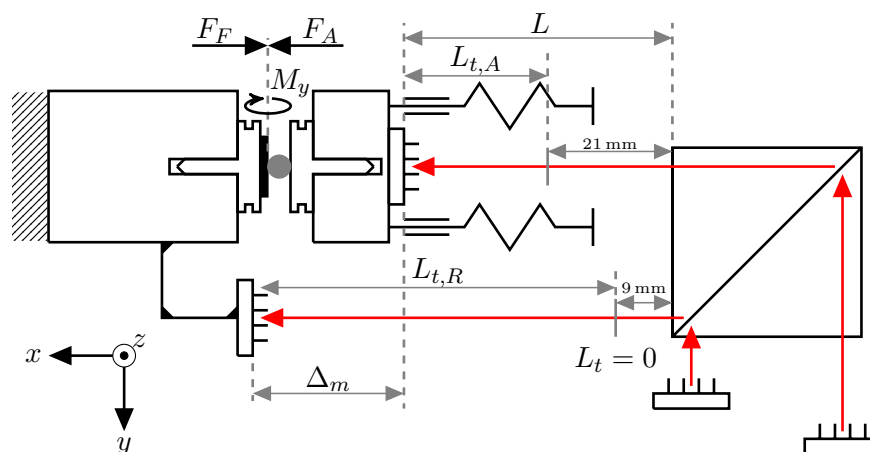


Abbildung A.8: Schematische Darstellung der messtechnischen Kette für die Messung der Auslenkung der Federführung sowie zur Messung der Eindringtiefe.

Die Messunsicherheitsanalyse (schematische Darstellung der Messkette s. Abb. A.8) der Rückstellkraft erfolgt nach dem selben Verfahren wie es in Abschn. A.3 „Messunsicherheit der Tangentialkraftmessung des RRT“ beschrieben wurde. Die für den IHPS gültigen Eingangsparameter sowie die Ergebnisse, sind in Tab. A.9 bzw. A.10 zusammengestellt.

Im Weiteren soll die Unsicherheit der Antriebskraftmessung abgeschätzt werden. Diese kann in $\pm 2^{15}$ Stufen eingestellt und gemessen werden, wobei eine Stufe einer Stromänderung von 0,0134 mA entspricht. Mit der gemessenen Kraftkonstante $K_f = 1,07 \text{ N/A}$ (s. Abb. A.7) ergibt sich eine minimale Kraftänderung von 0,014 mN. Der ADC-Messwert für den Strom wurde, wie oben beschreiben, auf den Anzeigewert eines Multimeters kalibriert. Wird noch ein Rauschen

Tabelle A.9: *Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Führungsauslenkung im IHPS. Die Anzahl der Interferenzordnungen ΔK entspricht dem oben beschriebenen Startabstand der Proben von ca. 50 μm .*

Symbol	Wert	Halbbreite
λ_0	632,8 nm	0,000012656 nm ($\Delta f/f = 2 \cdot 10^{-8}$)
n_r	1,000255324	$490 \cdot 10^{-9}$
n_a	1,000255190	$490 \cdot 10^{-9}$
ΔK	160	0,01
α	21 $\mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$	3 $\mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$
ΔT	0,15 K	0,01 K
$L_{t,A}$	50 mm	5 mm

Tabelle A.10: *Ergebnisse der Messunsicherheitsanalyse im IHPS für Führungsauslenkung und Rückstellkraft.*

Symbol	Wert	Halbbreite
Δx	50,618 μm	0,040 μm
F_F	12,806 mN	0,026 mN

um das Bit mit geringster Wertigkeit angenommen, verdoppelt sich die angegebene Unsicherheit. Diese Werte sind nochmal in Tab. A.11 zusammengefasst.

Tabelle A.11: *Werte zur Abschätzung der Messunsicherheit der Antriebskraft im IHPS.*

Strominkrement	$\Delta i = 0,0268 \text{ mA}$
Kraftkonstante	$K_f = 1,07 \text{ N/A}$
Kraftinkrement	$\Delta F_A = 0,028 \text{ mN}$

Der Vergleich der Messunsicherheit von Rückstellkraft und Antriebskraft zeigt, dass beide einen in etwa den gleich großen Anteil zur Gesamtunsicherheit beitragen. Diese kann wiederum als die Summe der Einzelunsicherheiten abgeschätzt werden. Der so erhaltene Betrag wurde leicht aufgerundet (s. Tab. A.12).

Messunsicherheit der Eindringtiefe im IHPS

Die Messung der Eindringtiefe erfolgt mit dem Doppelstrahl-Interferometer als Differenz zwischen der Vorschubbewegung des Antriebs und dem am Probenhalter fixierten Referenzspiegel; dieser ist nicht mit den internen Referenzspiegeln des Interferometers zu verwechseln. Weiterhin wurde der mechanische Aufbau so gestaltet, dass die Normalkraft im Kontakt, die Indentationskraft, $F_i = F_A - F_F$ in erster Linie zu einem Moment um die Y-Achse führt (s. Abb. A.8) und der Laserstrahl zur Messung der Vorschubbewegung fluchtend zum Kontakt misst. Eine Drehung des Referenzspiegels um die Y-Achse verursacht lediglich Fehler zweiter Ordnung. Dementsprechend

Tabelle A.12: Werte zur Abschätzung der Unsicherheit der Indentationskraftmessung im IHPS.

Halbbreite der Rückstellkraft	$\Delta F_F = 0,026 \text{ mN}$
minimales Inkrement der Antriebskraft	$\Delta F_A = 0,028 \text{ mN}$
Unsicherheit der Indentationskraft	$\Delta F_{ind} = \Delta F_F + \Delta F_A = 0,054 \text{ mN} \approx 0,06 \text{ mN}$

können Vorschub und Verschiebung des Referenzspiegels weitestgehend **ABBÉ**-fehlerfrei gemessen werden.

Durch die Differenzmessung der Eindringtiefe können beide Interferometerstrahlen als ein Differenzinterferometer aufgefasst werden, wodurch sich die wirksame Totstrecke aus der Differenz der beiden einzelnen ergibt. Die Totstrecke zur Messung der Vorschubbewegung ist

$$L_{t,A} = L - 21 \text{ mm} \quad (\text{A.12})$$

und die zur Messung der Referenzspiegelverschiebung

$$L_{t,R} = L + \Delta_m - 9 \text{ mm} \quad (\text{A.13})$$

Die wirksame Totstrecke ergibt sich somit zu

$$L_t = L_{t,R} - L_{t,A} = (L + \Delta_m - 9 \text{ mm}) - (L - 21 \text{ mm}) = \Delta_m + 12 \text{ mm} \quad (\text{A.14})$$

Die explizit angegebenen Strecken mit 9 mm und 21 mm entsprechen dem geometrischen Weg zwischen Strahlteiler und den internen Referenzspiegeln des Interferometers. Der konstruktiv bedingte Abstand zwischen beiden externen (Mess)Spiegeln beträgt $\Delta_m = 110 \text{ mm}$; die effektive Totstrecke folgt daraus zu $L_t = 122 \text{ mm}$. Die zur Analyse benötigte Anzahl der Interferenzordnungen $\Delta K = 3$ entspricht ca. $1 \mu\text{m}$; größere Eindringtiefen wurden während der Experimente nicht beobachtet. Die dazugehörige Angabe zur Halbbreite der Interferenzordnungen wurde bezogen auf frühere Analysen auf 0,02 verdoppelt, da es sich nicht um ein echtes Differenzinterferometer handelt, sondern um zwei separat ausgewertete. Die Eingangsgrößen der Messunsicherheitsanalyse sowie das Ergebnis für die Eindringtiefe h sind in Tab. A.13 zusammengestellt.

Die Messunsicherheit fällt relativ hoch aus, vor allem wenn die abgeschätzten Werte für die Eindringtiefe aus Tab. 4.4 bzw. Tab. 4.5 mit in Betracht gezogen werden. Die größten relativen Einflüsse entstehen durch die Brechzahlen der Luft zum Referenz- und Messzeitpunkt und darin wiederum hat der Luftdruck den mit Abstand größten Einfluss (ca. 90%), gefolgt von der Luftfeuchte (ca. 10%). Deren Messunsicherheit wurde mit einer Halbbreite von 150 Pa bzw. 12,5% angenommen. Für die Messunsicherheitsanalyse sind diese Werte richtig, da sie den Vertrauensbereich der Sensoren widerspiegeln; fraglich ist jedoch, ob dadurch eine korrekte Einschätzung der

Tabelle A.13: *Eingangsgrößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Eindringtiefe h mit dem IHPS sowie das Ergebnis.*

Symbol	Wert	Halbbreite
λ_0	632,8 nm	0,000012656 nm ($\Delta f/f = 2 \cdot 10^{-8}$)
n_r	1,000255324	$490 \cdot 10^{-9}$
n_a	1,000255190	$490 \cdot 10^{-9}$
ΔK	3	0.02
α	$21 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$	$3 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$
ΔT	0,15 K	0,01 K
L_t	122 mm	2 mm
h	965 nm	98 nm

Messunsicherheit gewonnen werden kann. Typische Indentationsmessungen wurden in weniger als 25 Sekunden durchgeführt. In dieser Zeitspanne wurde mit den Temperatursensoren des Interferometers Temperaturänderungen im Bereich $\pm 3 \text{ mK}$ beobachtet; oft noch weniger. Änderungen der Luftfeuchte können nur geschätzt werden, jedoch liegen auch diese vermutlich deutlich unter 12,5% in der Messzeit von < 30 Sekunden; als Annahme wird von 2% ausgegangen. Aussagen über den Druck sind diffizil, da dieser während der Messungen nicht aufgezeichnet wurde. Zur Abschätzung der Druckänderungen in diesem Zeitraum lässt sich folgender Gedankengang anstellen: Die Styrodur[®] –Haube über dem Aufbau stellt durch seine Dichtlippen und mit Schaumgummi verschlossenen Kabelöffnungen ein näherungsweise geschlossenes Volumen dar. Die aufgezeichneten Temperaturänderungen werden im Weiteren aufgerundet und anstelle von 3 mK werden 10 mK als „worst case“—Abschätzung angenommen. Die Halbbreite der Temperaturmessung wird auf die Anzeigaufösung der Temperatursensoren $\Delta T = 1 \text{ mK}$ festgelegt. Unter der Annahme, dass das Volumen annähernd konstant ist, gilt folgende Gleichung

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{A.15})$$

Es sei der Ausgangsdruck $p_1 = 96000 \text{ Pa}$, die Ausgangstemperatur $T_1 = 22^\circ\text{C}$ und die Endtemperatur $T_2 = 22,01^\circ\text{C}$. Damit folgt aus Glg. A.15 ein Enddruck $p_2 = 96003 \text{ Pa}$; die Druckdifferenz $\Delta p = 3 \text{ Pa}$ wird sowohl als Änderung, als auch als Halbbreite der Druckwerte angenommen. Werden mit diesen Werten die Brechzahlen der Luft neu bestimmt und die Messunsicherheitsanalyse wiederholt, ergibt sich das in Tab. A.14 dargestellte Bild.

Diese Abschätzung erscheint vor dem Hintergrund von Messungen bzw. deren Wiederholbarkeit plausibel. Als Beispiel wird die Messreihe der Eindringtiefe der Saphirkugel Sa_H1 mit $D = 1 \text{ mm}$ in die polierte ebene Saphirprobe Sa_P2 mit der Rauheit $S_q = 1,68 \text{ nm}$ betrachtet. Das Experiment bestand in jeweils zwölf aufeinanderfolgenden Belastungszyklen auf $F_{n,max} = 50 \text{ mN}$. Diese wurden an zehn unterschiedlichen Orten auf der Probe wiederholt und alle gemessenen Kurven der Eindringtiefe über die Zeit arithmetisch gemittelt. Das Konfidenzband der Messreihe wurde als plus-minus einer Standardabweichung σ_h um den Mittelwert h_m für jeden Abtastzeitpunkt definiert; das obere bzw. untere Konfidenzband ist dementsprechend $h_o = h_m + \sigma_h$ und $h_u =$

Tabelle A.14: Eingangsgroößen zur Bestimmung der Messunsicherheit der Eindringtiefe h mit dem IHPS sowie das Ergebnis. Die angegebenen Werte beruhen auf der oben beschriebenen Abschätzung.

Symbol	Wert	Halbbreite
λ_0	632,8 nm	0,000012656 nm ($\Delta f/f = 2 \cdot 10^{-8}$)
n_r	1,000255324	$26 \cdot 10^{-9}$
n_a	1,000255323	$26 \cdot 10^{-9}$
ΔK	3	0,02
α	$21 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$	$3 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$
ΔT	0,01 K	0,001 K
L_t	122 mm	2 mm
h	949,1 nm	9,0 nm

$h_m - \sigma_h$. Ein Ausschnitt aus den Kurvenverläufen ist für zwei von zwölf Belastungszyklen in Abb. A.9 dargestellt. Die Messdaten zeigen eine maximale Eindringung $h_{max} \approx 47$ nm. Der theoretische Wert für die Paarung Saphir–Saphir ist entsprechend der HERTZschen Formeln $h_{max,Hertz} \approx 44$ nm, wobei für das E-Modul der Messwert aus Tab. 6.10 verwendet wurde. Der Vergleich zwischen der gemessenen und der berechneten Eindringung zeigt, dass der Unterschied zwischen ihnen innerhalb der abgeschätzten Unsicherheit liegt, was wiederum die obige Abschätzung der Messunsicherheit plausibel erscheinen lässt.

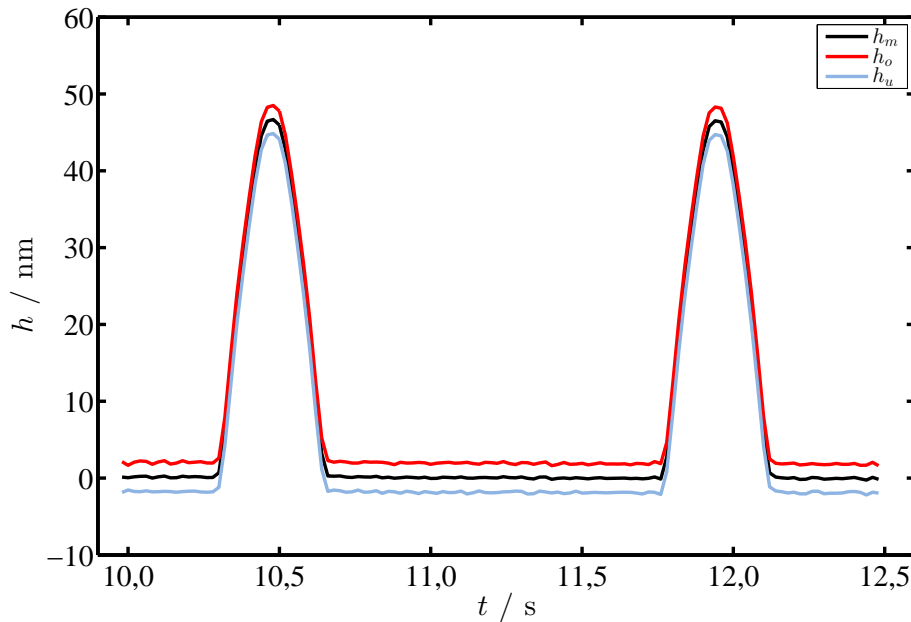


Abbildung A.9: Messreihe der Eindringtiefe h der Saphirkugel Sa_H1 in die polierte ebene Saphirprobe Sa_P2 . Dargestellt ist der arithmetische Mittelwert aus zehn Kurven, die an unterschiedlichen Orten aufgenommen wurden sowie das obere und untere Konfidenzband, welches plus/minus einer Standardabweichung entspricht.

A.5 Auswertung von FOS

Zur berührungslosen Auslenkungsmessung des Kraftaufnehmers im MT wurden FOS der Fa. TETRA verwendet. Deren Kernkomponenten sind: ein leistungsgeregelte LED, eine Photodiode und ein Kabel mit einem Glasfaserbündel. Die LED emittiert mit konstanter Leistung Licht, welches in einen Teil der Fasern im Bündel (Sendefasern) bis zur Spitze des Kabels geleitet wird. Dort tritt es unter einem bestimmten Öffnungswinkel aus und wird nach der Reflexion am Messspiegel wieder in das Kabel eingekoppelt (Empfangsfasern) und zur Photodiode geleitet. Befindet sich der Messspiegel direkt an der Spitze, so kann kein Licht in die Empfangsfasern eingekoppelt werden; die Intensität auf der Photodiode ist Null. Wird der Spiegel etwas weiter entfernt, kommt es zur ersten Einkoppelung reflektierten Lichts. Dementsprechend steigt die mit der Photodiode gemessene Intensität; dieser Bereich wird als Messbereich MB1 bezeichnet. In einem bestimmten Abstand zwischen Spitze und Messspiegel kommt es zu einer maximalen Einkoppelung von Licht in die Empfangsfaser, was als Peak-Abstand bezeichnet wird. Eine weitere Vergrößerung des Abstands zwischen Messspiegel und Spitze des FOS führt zu einer Verringerung der Intensität auf der Photodiode. Dieser zweite Messbereich wird als MB2 bezeichnet. Die Abstandsscharakteristik von FOS ist nicht eindeutig und nichtlinear. Daher wird vom Hersteller der FOS eine Kennlinie mitgeliefert, welche jedoch nicht verwendet wurde. Stattdessen wurde die Kennlinie erneut mit feiner abgestuften Abstandsintervallen aufgenommen. Dazu wurde ein Interferometer als Referenzmessgerät benutzt und der Spannungsausgang des FOS-Verstärkers direkt an den Analogeingang der Tribometersteuerung angeschlossen, der auch später für die eigentlichen Messungen benutzt werden sollte. Dadurch wird eine eventuell vorhandene Nichtlinearität der Analogeingänge in die FOS-Kennlinie hinein kalibriert, sodass systematische Fehler dieser Art weitestgehend unterdrückt werden. In Abb. A.10 ist beispielhaft eine so aufgenommene Kennlinie dargestellt.

Wie bereits erwähnt und aus Abb. A.10 ersichtlich, ist die Abstandsscharakteristik eines FOS nicht eindeutig. Daher muss vor der Messung entschieden werden, welcher Messbereich benutzt wird, um die Abstandsberechnung mit dem korrekten Kennlinienabschnitt durchzuführen. Weiterhin muss die sogenannte Peak-Spannung bekannt sein bzw. vor der Verwendung gemessen werden, um die in der Kennlinie hinterlegte normierte Intensität

$$i(x) = U(x)/U_{peak} \tag{A.16}$$

bestimmen zu können. Abbildung A.11 zeigt beispielhaft die Umkehrkennlinie eines FOS im Messbereich MB2 und ein Ausgleichspolynom achter Ordnung, wie es in der Steuerung zur Spannung-Position-Umrechnung benutzt wurde.

Im vorliegenden Fall wurde nur mit dem Messbereich MB2 gearbeitet, da dieser einfacher zu benutzen ist und die Auflösung durch die verwendeten 24-Bit ADC ausreichend hoch ist. Zur Abschätzung der Wegauflösung kann die in Abb. A.11 dargestellt Umkehrkennlinie herangezogen werden. Die Eingänge der verwendeten ADC konnten auf den maximalen Spannungshub der FOS-Verstärker von 5 V angepasst werden, sodass nahezu der vollständige Wandlerbereich ausgenutzt werden konnte.

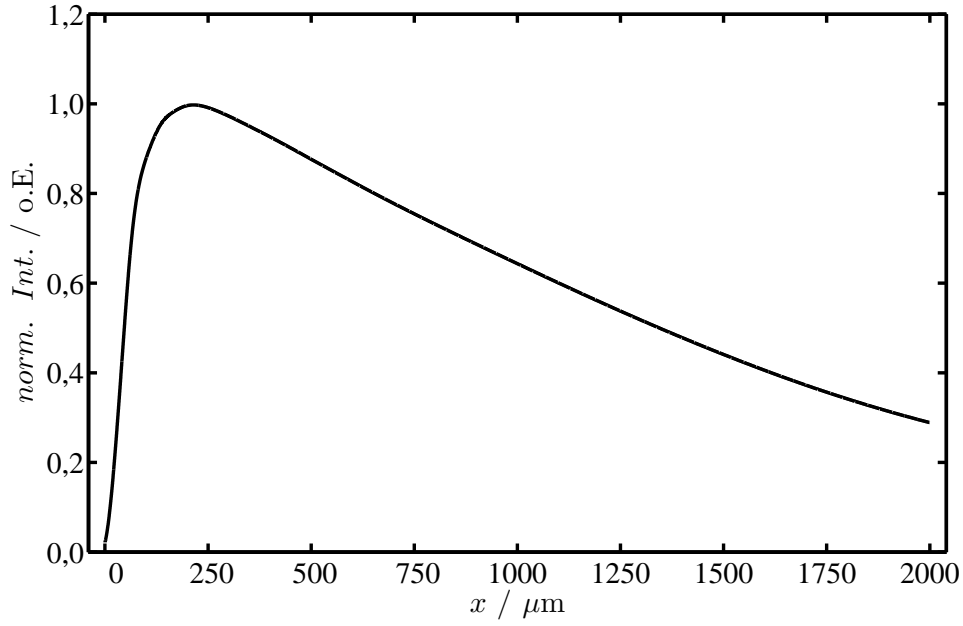


Abbildung A.10: Verlauf gemessenen der Intensität-Abstand-Charakteristik eines FOS. Die Intensität wurde auf den Wert im Peak-Abstand normiert.

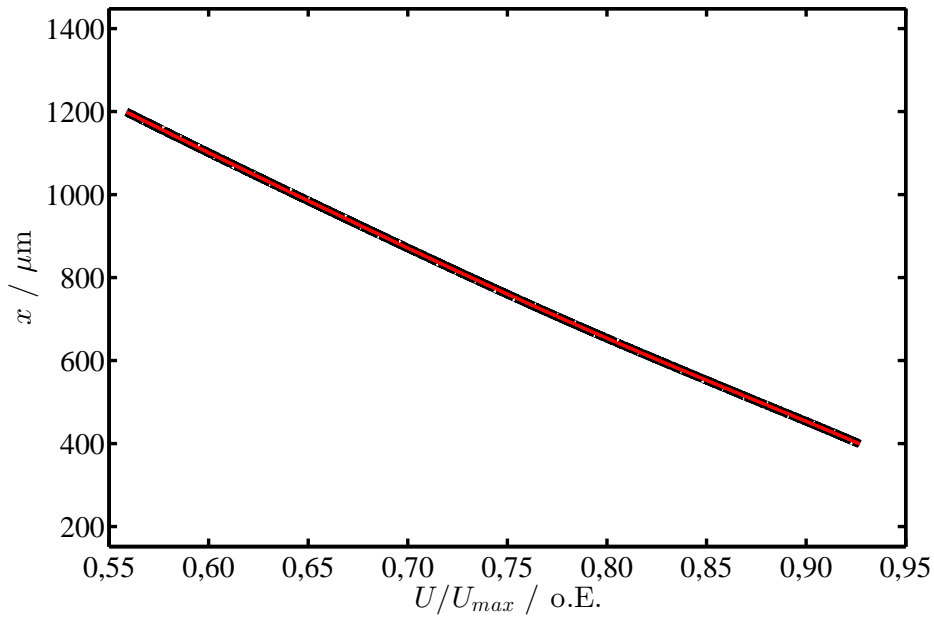


Abbildung A.11: Beispiel für eine FOS-Umkehrkennlinie (schwarz) im Bereich MB2 mit überlagertem Ausgleichspolynom achter Ordnung (rot).

Die Steilheit der Umkehrkennlinie beträgt in etwa $\frac{\delta x}{\delta i} \approx 2400 \mu m$. Zusammen mit dem kleinsten messbaren Inkrement der normierten Intensität $\Delta i = 1/2^{24} = 1/16777216 \approx 5,96 \cdot 10^{-8}$ folgt die theoretisch maximal mögliche Wegauflösung Δx :

$$\Delta x = \frac{\delta x}{\delta i} \cdot \Delta i \approx \pm 0,14 \text{ nm} \quad (\text{A.17})$$

In der Steuerung wurden die Umkehrkennlinien der FOS als Polynome achter Ordnung implementiert, womit der leicht gekrümmte Verlauf im Gesamtbild gut approximiert werden kann (s. Abb. A.11). Im Detail betrachtet, ergeben sich dennoch Residuen in der Größenordnung von

$\pm 0,1 \mu\text{m}$ (s. Abb. A.12). Würde die Kennlinie mit Funktionen noch höherer Ordnung angepasst

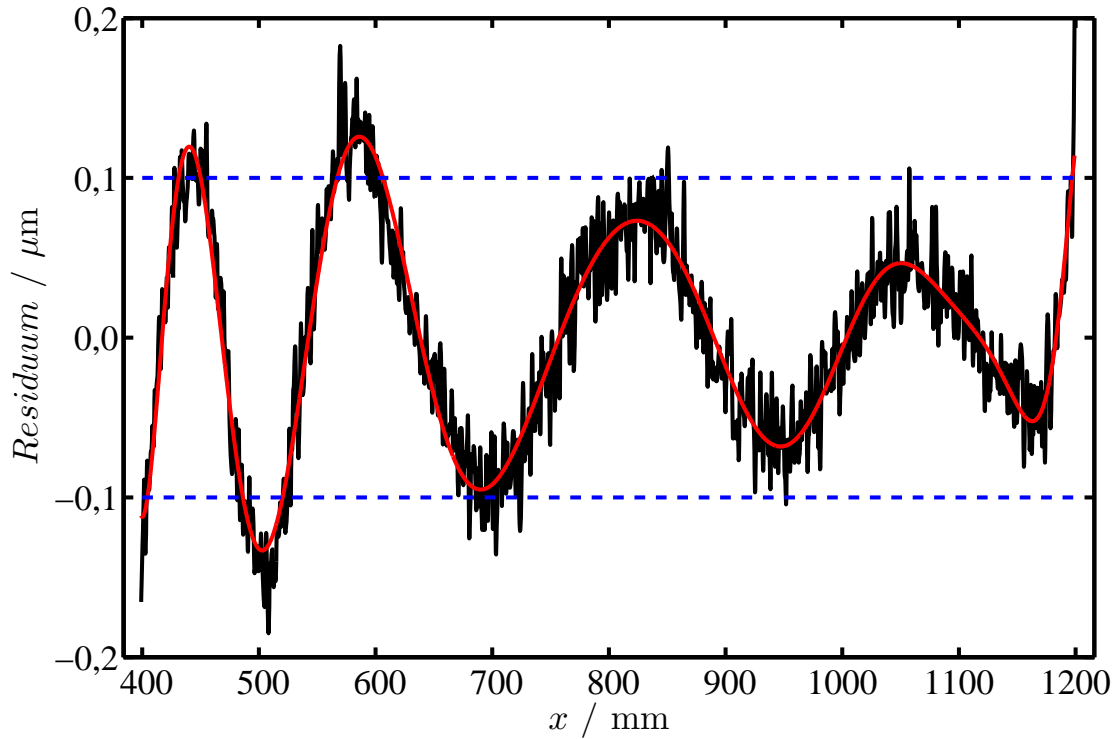


Abbildung A.12: *Residuum zwischen der oben dargestellten FOS – Umkehrkennlinie und dem Ausgleichspolynom achter Ordnung. Die rote Linie ist ein Polynom noch höherer Ordnung.*

werden, ließen sich die noch deutlich sichtbaren Residuen (s. Abb. A.12) noch weiter reduzieren. Im Ergebnis könnten die dann noch verbleibenden Residuen wie in Abb. A.13 dargestellt, so weit verringert werden, bis das Signal de facto nur noch Rauschen zeigt. Die Standardabweichung $\sigma \approx 18,7 \text{ nm}$ des Signals könnte als die Auflösungsgrenze der FOS interpretiert werden.

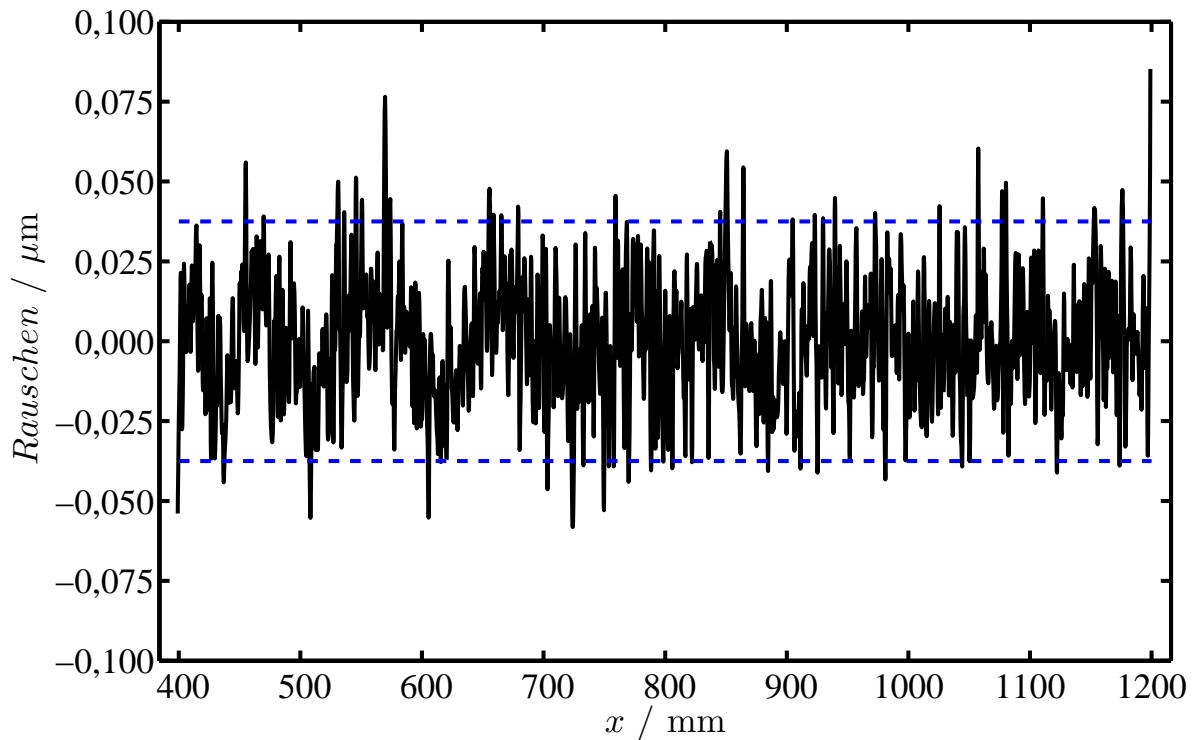


Abbildung A.13: Rauschsignal nach Abzug der Residuen (s. Abb. A.12).
Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien markiert eine Rauschbandbreite von viermal der Standardabweichung $\sigma \approx 18,7 \text{ nm}$.

A.6 Messunsicherheit im MT

Messunsicherheit der Tangentialkraftmessung im MT

Die Messunsicherheit der Tangentialkraftmessung im MT wird hauptsächlich durch die Federkonstante und durch die Approximation der FOS-Kennlinie bestimmt. Die Unsicherheit der Federkonstante wird aus den Messdaten der Kalibrierung gewonnen. Details dazu befinden sich im Abschn. A.1 „Kalibrierung von Kraftsensoren“ auf S. 169. Der zweite wesentliche Einfluss ist die Kennlinienbestimmung und die Approximation ihrer Umkehrkennlinie der FOS in der Steuerung.

Zur Bestimmung der Kennlinien wurden zwei Spiegel auf genau gegenüberliegenden Seiten der X-Achse des RRT befestigt. Auf den einen wurde ein Interferometer (SP2000) ausgerichtet, sodass die Position der Achse mit einer Unsicherheit von ca. $< 10 \text{ nm}$ gemessen werden konnte; dies entspricht dem Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse der Normalkraftauslenkung Δz im RRT (s. Tab A.5). Fluchtend zum Interferometer wurde auf den zweiten Spiegel der FOS ausgerichtet, sodass beim Fahren der X-Achse des RRT die Intensität-Abstand-Charakteristik weitestgehend *ABBÉ*-fehlerfrei aufgenommen werden konnte. Zusätzlich wurde der FOS mit dem entsprechenden Analogeingang der MT-Steuerung „gepaart“, sodass evtl. vorhandene Nichtlinearitäten und die sich daraus ergebenden systematischen Fehler mit in die FOS-Kennlinie kalibriert werden.

In der Steuerung des MT wurde die gemessene Umkehrkennlinie des FOS im MB2 als Polynom achter Ordnung hinterlegt (s. z.B. Abb. A.11), wobei Residuen in der Größenordnung von $\pm 0,1 \mu\text{m}$ auftreten (s. z.B. Abb. A.12). Dieser Wert wurde als Messunsicherheit der Federauslenkung herangezogen. Die Messunsicherheit des Interferometers wird dabei nachfolgend nicht in Betracht gezogen, da diese deutlich kleiner ist als die Residuen des Ausgleichspolynoms der Umkehrkennlinien.

Die Modellgleichung zur Bestimmung der Tangentialkraft lautet:

$$F_t = k_t \cdot \Delta x \quad (\text{A.18})$$

Diese Gleichung wurde wie schon bei der Messunsicherheitsanalyse des RRT, in die Software „GUM Workbench Edu“ eingegeben und mit deren Hilfe die Messunsicherheitsbudgets berechnet. Das Ergebnis der Analyse für die Tangentialkraftmessung ist in Tab. A.15 aufgeführt.

Tabelle A.15: *Eingangsgrößen, Δx und k_t , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Tangentialkraftmessung im MT. Die Berechnung wurde für einen Nennkraft von $1000 \mu\text{N}$ durchgeführt.*

Symbol	Wert	Halbbreite
k_t	42,812 N/m	0,148 N/m
Δx	23,358 μm	0,1 μm
F_t	1000,0 μN	6,4 μN

Messunsicherheit der Normalkraftmessung im MT

Die Messunsicherheitsanalyse der Normalkraftmessung im MT, wurde analog zur Tangentialkraftmessung durchgeführt. Die entsprechende Modellgleichung lautet:

$$F_n = k_n \cdot \Delta z \quad (\text{A.19})$$

Das Ergebnis der Analyse für die Normalkraftmessung ist in Tab. A.15 aufgeführt.

Tabelle A.16: *Eingangsgrößen, Δz und k_n , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Normalkraftmessung im MT. Die Berechnung wurde für einen Nennkraft von $2500 \mu\text{N}$ durchgeführt.*

Symbol	Wert	Halbbreite
k_n	64,494 N/m	0,157 N/m
Δz	38,763 μm	0,1 μm
F_n	2500,0 μN	10,0 μN

Messunsicherheit der Messung des Gleitreibungskoeffizienten mit dem MT

Die Modellgleichung für die Messunsicherheitsanalyse des Gleitreibungskoeffizienten mit dem MT ist identisch zu Glg. A.11 für die Bestimmung des Rollwiderstandskoeffizienten mit dem RRT:

$$\mu_g = \frac{F_t}{F_n} \quad (\text{A.20})$$

Für den nominellen Gleitreibungskoeffizienten $\mu_g = 0,4$ wurden die Messunsicherheitsbudgets für die Last $F_n = 0,25 \text{ mN}$ bzw. $F_n = 2,5 \text{ mN}$ bestimmt. Dies entspricht der minimalen bzw. maximalen Last während der durchgeführten Gleitreibungsexperimente. Die jeweiligen Ergebnisse sind in den Tab. A.17 und A.18 zusammengefasst.

Tabelle A.17: *Eingangsgrößen, F_t und F_n , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Messung des Gleitreibungskoeffizienten im MT. Zur Analyse wurde der nominelle Gleitreibungskoeffizient 0,4 und die Normalkraft $F_n = 250 \mu\text{N}$ benutzt.*

Symbol	Wert	Halbbreite
F_t	100,0 μN	5,0 μN
F_n	250,0 μN	7,5 μN
μ_g	0,4000	0,0230

Tabelle A.18: *Eingangsgrößen, F_t und F_n , sowie Ergebnis der Messunsicherheitsanalyse für die Messung des Gleitreibungskoeffizienten im MT. Zur Analyse wurde der nominelle Gleitreibungskoeffizient 0,4 und die Normalkraft $F_n = 2500 \mu\text{N}$ benutzt.*

Symbol	Wert	Halbbreite
F_t	1000,0 μN	6,4 μN
F_n	2500,0 μN	10,0 μN
μ_g	0,4000	0,0030

A.7 Zweifach-Kontakt im RRT

Mit dem RRT wurde der Rollwiderstand im Ebene–Kugel–Ebene–Kontakt gemessen. Die untere Probe war dabei auf dem Antrieb montiert und die obere Probe am Kraftaufnehmer. Dazwischen befand sich die Kugel. Dementsprechend wurde die Normalkraft durch beide Kontaktstellen geleitet, wodurch diese jeweils der gleichen Normalkraft ausgesetzt wurden. Diese Kontakte können, von der Normalkraft abgesehen, als voneinander unabhängig betrachtet werden. Dies gilt auch für die darin die auftretenden Energieverluste, weshalb sich folgendes Bild ableiten ließe: zwei gleiche Kugeln werden jeweils auf der unteren und oberen Probe abgerollt, wobei beide Kugeln (beide Kugel–Ebene–Kontakte) unabhängig voneinander mit der gleichen Normalkraft belastet werden.

Der Gesamtwiderstand in diesem Bild wäre die Summe der Einzelwiderstände. Zurückgekommen auf das RRT heißt das, dass der Tangentialkraftaufnehmer die Summe der Rollwiderstände aus dem oberen und unteren Kontakt misst.

Während der gesamten Messreihe wurde die untere Probe nie ausgetauscht. Diese Referenz-Probe entspricht der Saphir-Probe Sa_P2 , welche eine Rauheit $S_q \approx 1,7 \text{ nm}$ hatte. Dies war im Rahmen der Arbeit die geringste Rauheit aller ebenen Proben. Ebenso verhält es sich mit den Saphir-Kugeln, welche unter den verwendeten Kugeln ebenfalls die geringste Rauheit (S_q) hatten. Die Rollwiderstandskoeffizienten, welche im Kontakt aus Saphir-Kugeln und -Ebenen (Sa_P2) gemessen wurden, waren die geringsten der gesamten Messreihe. Sie betrugen ca. $0,8 \dots 1,8 \cdot 10^{-5}$. Die Hälfte davon, ist entsprechend der obigen Ausführungen, der Anteil der Referenzprobe. Dieser kann vor dem Hintergrund der starken Rauheitsabhängigkeit des Rollwiderstands als marginal betrachtet werden, da die übrigen Materialkombinationen eine deutlich größere Rauheit aufweisen, als die besagte Messung mit Saphir / Saphir.

B vollständige Messergebnisse: RRT

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse der Rollwiderstände (CoRR) dargestellt, die mit dem RRT gemessen wurden. Dies beinhaltet die Tabellen B.1 und B.2, welche die Rollwiderstandskoeffizienten bzw. die dazugehörige Standardabweichung der jeweiligen Probenpaarung enthalten. Außerdem sind die tabellarisch gegebenen Ergebnisse in den nachfolgenden Diagrammen veranschaulicht.

Tabelle B.1: Übersicht der gemessenen Rollwiderstandskoeffizienten CoRR.

		CoRR [10 ⁻⁵]																	
Ebenen	Kugel	Saphir						Zirkonoxid						Wolframcarbid					
		RMS	Durchmesser	1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm
Saphir	Problemname	Sa10	Sa5	Sa8	Sa4	Sa9				ZrO2_B5	ZrO2_B1	ZrO2_B3	WC_B5	WC_B1	WC_B3	100Cr6_B1	100Cr6_B3	100Cr6_B5	Al2O3_B5
	109,93 mm	Sa_P1	39,46	27,87	20,78	13,17	10,75	42,33	17,58	8,71	48,57	22,75	8,90	39,98	13,91	5,75	44,55	15,92	8,04
	1,68 mm	Sa_P2	1,85	1,08	0,79	0,83	1,81	8,78	4,25	2,52	21,45	2,41	3,85	8,01	4,16	0,50	10,83	1,44	0,86
	18,67 mm	Sa_P4	5,41	3,46	2,79	1,90	2,29	14,80	5,96	3,36	22,15	4,07	3,56	13,30	4,44	1,63	13,99	2,86	2,90
	223,06 mm	Sa_P5	109,64	53,22	34,58	22,47	19,84	93,06	35,02	12,33	128,76	46,87	13,04	87,26	32,93	13,72	99,10	38,86	10,37
	72,18 mm	Sa_P6	90,25	26,79	24,34	15,43	9,93	53,58	24,32	12,86	49,91	23,10	12,79	66,54	22,35	8,32	56,76	21,91	9,04
	36,40 mm	Sa_P7	17,52	13,85	8,18	4,58	4,85	26,75	10,74	5,83	31,57	10,81	4,40	25,14	8,17	2,93	22,29	8,51	4,15
	23,12 mm	Sa_P8	8,12	6,33	5,93	2,94	2,04	16,90	6,79	4,81	25,72	4,23	6,64	19,29	5,10	2,61	12,38	4,97	3,54
	59,27 mm	Sa_P9	25,05	16,40	12,14	6,71	6,12	30,48	14,58	6,86	31,68	14,63	6,54	27,67	9,33	5,19	26,59	9,03	4,50
	322,50 mm	Sa_P0																	
Zirkonoxid + 5% Yttriumoxid	4,48 mm	ZrO2_P0_Gf4	3,44	2,67	2,07	1,68	1,49	9,26	4,47	3,08	21,87	3,89	4,36				7,48	2,28	1,89
	9,40 mm	ZrO2_P1	5,10	4,10	2,77	2,24	1,92	12,46	4,82	3,98	22,94	3,79	3,38				9,89	3,32	2,30
	106,73 mm	ZrO2_P3	40,28	23,28	18,92	13,12	8,52	35,56	14,82	9,71	44,12	18,48	8,16				38,77	14,66	7,56
	26,48 mm	ZrO2_P4	18,48	9,90	7,00	5,17	4,88	21,32	9,15	6,33	31,13	9,37	4,10				17,42	6,56	3,61
	23,18 mm	ZrO2_P5	10,07	6,23	5,32	3,41	4,01	18,64	6,69	7,15	25,79	8,88	4,87				11,33	5,44	2,87
	38,20 mm	ZrO2_P6	13,26	8,67	8,66	5,75	4,84	20,74	7,24	4,64	30,17	7,62	4,77				19,31	7,84	3,39
	107,32 mm	ZrO2_P7	28,05	16,93	19,70	11,82	7,88	32,39	12,63	7,13	47,91	14,54	6,04				33,86	14,11	6,29
	110,38 mm	ZrO2_P8	38,75	19,23	15,66	12,99	8,73	37,50	15,33	7,99	44,47	18,48	9,57				31,99	16,48	6,73
	5,80 mm	WC_P1						10,85	1,67	3,40	26,49	3,06	4,28				6,43	2,11	1,37
	16,67 mm	WC_P2						12,02	3,84	3,12	19,19	3,43	3,79				12,63	2,79	1,21
Wolframcarbid	31,28 mm	WC_P3						14,66	4,26	3,82	26,62	5,46	4,08				10,81	3,88	2,58
	29,06 mm	WC_P4						16,34	4,33	4,51	26,75	6,73	4,75				14,68	5,36	3,32
	34,22 mm	WC_P5						18,08	3,85	4,00	30,29	6,28	4,18				14,31	5,47	2,52
	49,69 mm	WC_P6						19,18	5,54	4,74	39,81	7,33	4,80				16,22	6,93	2,88
	107,17 mm	WC_P7						41,23	15,67	8,61	50,62	19,36	13,34				36,97	19,22	9,46
	105,86 mm	WC_P8						33,08	15,79	8,51	57,01	20,73	12,08				30,34	15,93	7,58
	5,47 mm	100Cr6_P1	1,96		1,11		1,38										7,17	3,42	0,63
	9,96 mm	100Cr6_P2	4,25		2,18		1,49										8,21	7,03	1,70
	30,97 mm	100Cr6_P3	8,18		4,13		4,13										14,88	10,91	4,55
	32,11 mm	100Cr6_P4	11,82		6,10		4,19										17,83	7,56	3,21
100Cr6	29,15 mm	100Cr6_P5	7,58		5,51		3,15										10,67	4,92	3,26
	46,08 mm	100Cr6_P6	21,23		9,03		7,82										24,28	11,00	5,12
	118,02 mm	100Cr6_P7	32,46		22,14		13,70										30,59	13,18	7,41
	118,73 mm	100Cr6_P8	45,10		16,48		10,93										32,91	14,98	6,99

Tabelle B.2: Übersicht der Standardabweichungen der Rollwiderstandskoeffizienten *CoRR*.

Standardabweichung von CoRR [10 ⁻⁵]																				
Ebenen	RMS Roughness	Kugel	Saphir					Zirkonoxid			Wolframcarbid				100Cr6			Aluminiumoxid		
			3,25 mm	3,73 mm	3,56 mm	3,71 mm	3,56 mm	10,38 mm	18,12 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	7,86 mm	12,29 mm	9,98 mm	9,39 mm	6,19 mm	5,91 mm	8,46 mm	
			Durchmesser	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	
Probenname		Sa10	Sa5	Sa8	Sa4	Sa9	ZrO2_B5	ZrO2_B1	ZrO2_B3	WC_B5	WC_B1	WC_B3	100Cr6_B1	100Cr6_B3	100Cr6_B5	Al2O3_B5	Al2O3_B1	Al2O3_B3		
109,93 mm		Sa_P1	4,77	5,08	3,28	2,34	1,41	1,92	1,52	1,59	11,50	5,69	2,28	5,74	3,02	1,07	8,15	3,62	1,79	
1,68 mm		Sa_P2	0,24	0,11	0,06	0,08	0,53	1,96	0,23	0,10	4,86	0,48	0,36	2,26	1,02	0,02	1,28	0,36	0,16	
18,67 mm		Sa_P4	1,34	1,35	0,46	0,24	0,24	1,13	1,38	0,59	3,66	0,90	0,83	2,76	1,04	0,43	1,81	0,36	0,75	
223,06 mm		Sa_P5	34,35	17,01	2,43	5,67	11,02	21,33	10,82	1,04	35,28	8,92	4,52	10,77	5,17	3,80	38,14	13,73	2,06	
72,18 mm		Sa_P6	26,19	4,85	6,81	3,73	3,18	3,83	2,42	1,84	8,37	3,50	4,91	18,47	5,54	1,64	7,82	5,83	1,72	
36,40 mm		Sa_P7	3,48	2,14	2,39	1,64	1,47	8,45	1,41	0,96	6,11	2,79	1,16	6,97	2,82	0,77	4,20	0,55	1,34	
23,12 mm		Sa_P8	0,78	2,41	1,92	0,83	0,57	1,54	0,86	1,77	3,03	1,05	2,66	3,38	1,80	0,80	0,64	0,96	0,62	
59,27 mm		Sa_P9	6,74	2,48	2,64	1,79	1,22	3,18	3,66	0,75	4,77	5,01	1,79	5,47	0,83	1,36	5,36	0,97	0,82	
322,50 mm		Sa_P0																		
4,48 mm		ZrO2_P0_Gf4	0,65	0,18	0,13	0,12	0,22	1,08	0,75	0,10	3,59	0,88	0,41				1,59	0,21	0,14	
9,40 mm		ZrO2_P1	0,53	0,49	0,29	0,16	0,11	2,02	0,31	0,38	4,31	0,76	0,48				0,79	0,46	0,10	
106,73 mm		ZrO2_P3	4,40	3,87	2,80	2,65	1,57	3,72	3,91	1,41	4,31	4,37	1,63				5,87	3,43	1,31	
26,48 mm		ZrO2_P4	2,89	2,66	1,02	1,17	0,78	2,67	1,01	0,31	4,75	1,96	0,65				1,71	0,78	0,20	
23,18 mm		ZrO2_P5	1,20	0,69	0,94	0,60	0,68	3,16	0,75	0,57	6,30	2,12	0,64				2,52	0,67	0,62	
38,20 mm		ZrO2_P6	2,31	1,29	1,65	1,26	0,71	3,31	1,00	0,45	8,39	1,22	0,92				2,81	1,10	0,48	
107,32 mm		ZrO2_P7	4,33	2,72	3,82	2,60	1,83	3,51	2,86	1,40	6,50	1,73	0,67				4,42	2,46	0,78	
110,38 mm		ZrO2_P8	8,35	2,98	3,27	5,03	1,10	6,94	2,44	1,33	9,12	4,52	2,22				6,75	1,06	1,14	
5,80 mm		WC_P1						1,92	0,33	0,23	6,04	0,81	0,51				2,07	0,30	0,14	
16,67 mm		WC_P2						0,70	0,63	0,13	3,16	0,67	0,76				2,91	0,50	0,17	
31,28 mm		WC_P3						2,01	0,55	0,35	2,14	1,72	0,41				3,18	0,62	0,64	
29,06 mm		WC_P4						1,57	1,28	0,65	8,77	1,82	1,21				3,61	1,44	0,69	
34,22 mm		WC_P5						2,48	0,88	0,45	4,38	0,38	0,78				2,62	1,76	0,55	
49,69 mm		WC_P6						3,67	1,00	0,49	16,38	2,58	0,55				3,45	2,38	0,72	
107,17 mm		WC_P7						5,60	3,62	2,37	4,58	4,06	3,45				7,60	4,00	2,72	
105,86 mm		WC_P8						2,12	3,88	0,50	11,02	3,38	1,29				3,53	6,01	2,38	
5,47 mm		100Cr6_P1	0,34		0,16		0,47							1,03	0,52	0,14				
9,96 mm		100Cr6_P2	1,18		0,59		0,26							2,93	1,25	0,29				
30,97 mm		100Cr6_P3	1,84		0,82		1,69							2,73	2,53	0,94				
32,11 mm		100Cr6_P4	1,28		1,92		0,75							3,23	0,99	0,29				
29,15 mm		100Cr6_P5	2,58		1,12		0,79							1,47	1,27	0,69				
46,08 mm		100Cr6_P6	3,39		1,82		1,26							6,27	5,91	0,62				
118,02 mm		100Cr6_P7	12,23		9,02		3,08							5,49	4,23	2,24				
118,73 mm		100Cr6_P8	7,56		3,86		3,13							8,62	2,04	1,96				

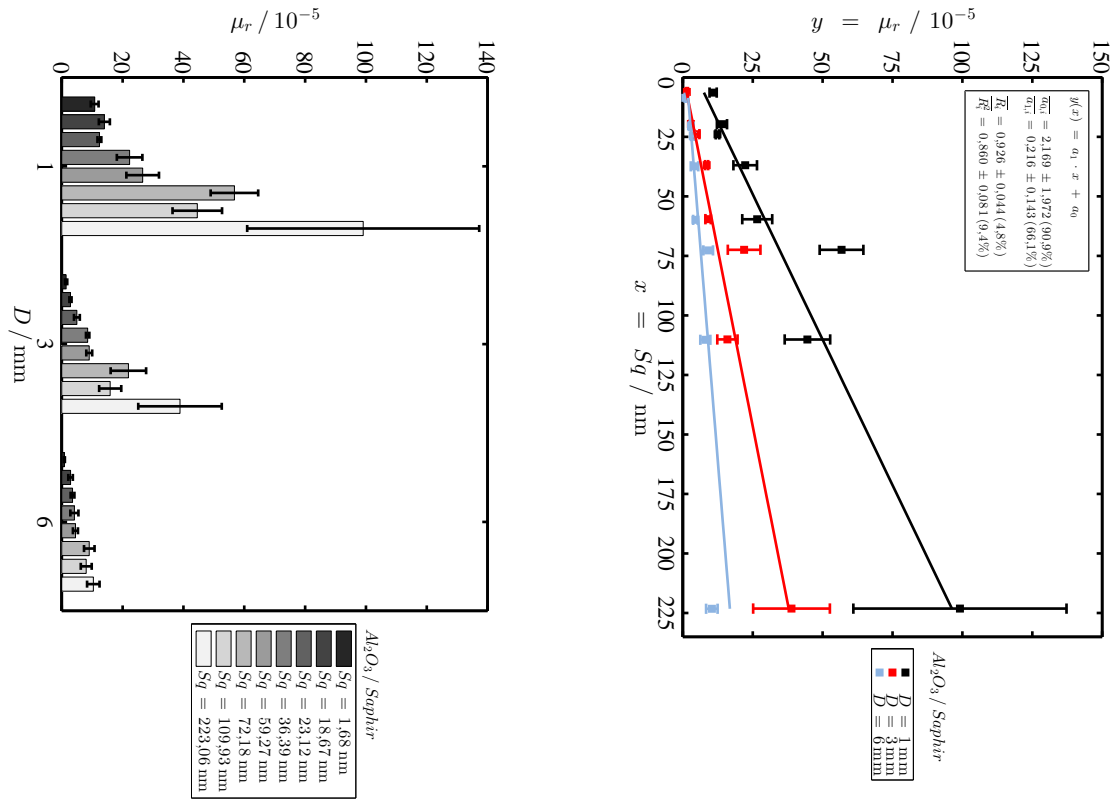


Abbildung B.1: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von $Al_2O_3 / Saphir$. Rechts: CoRR als Funktion von Sq mit Ausgleichskurve.

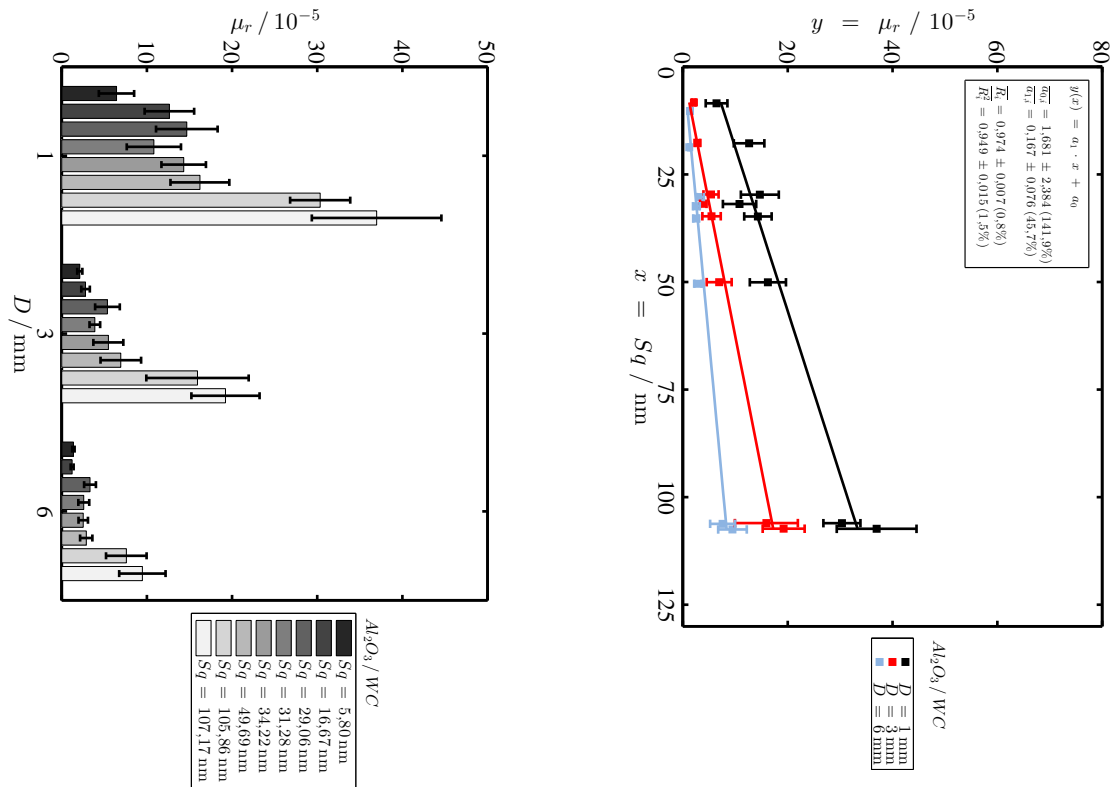


Abbildung B.2: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Al_2O_3 / WC . Rechts: CoRR als Funktion von Sq mit Ausgleichskurve.

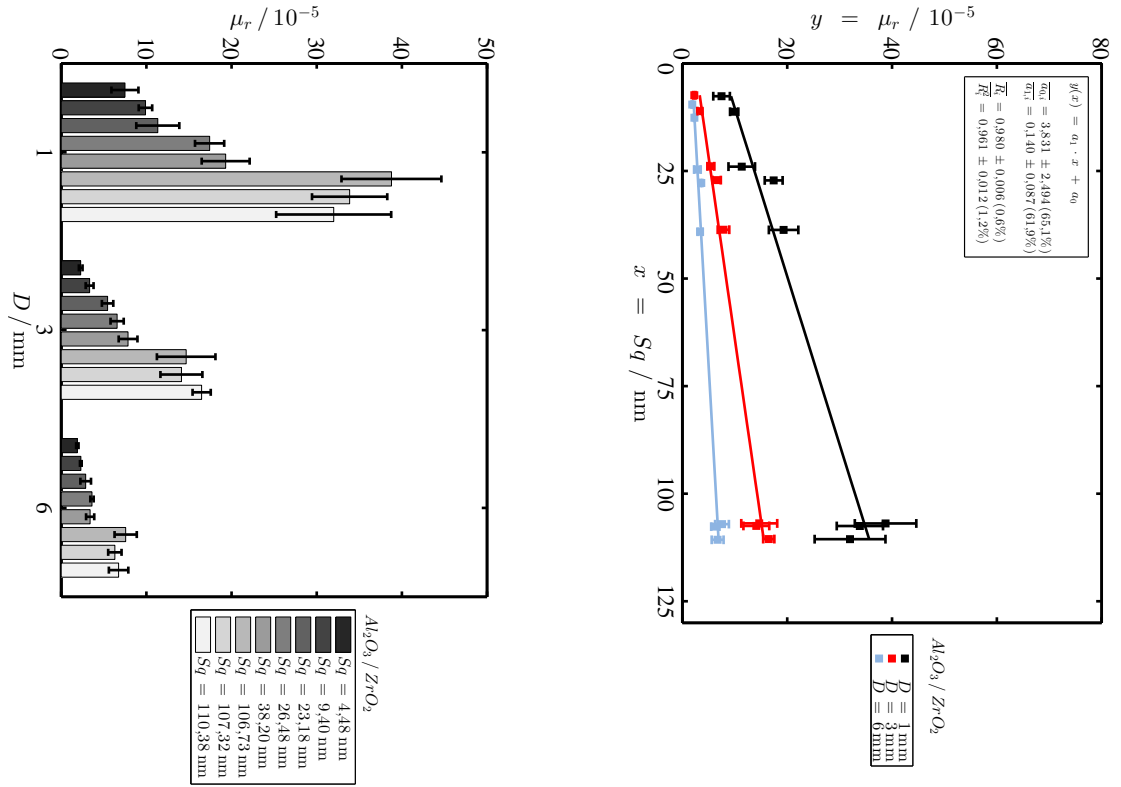


Abbildung B.3: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von Al_2O_3 / ZrO_2 . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

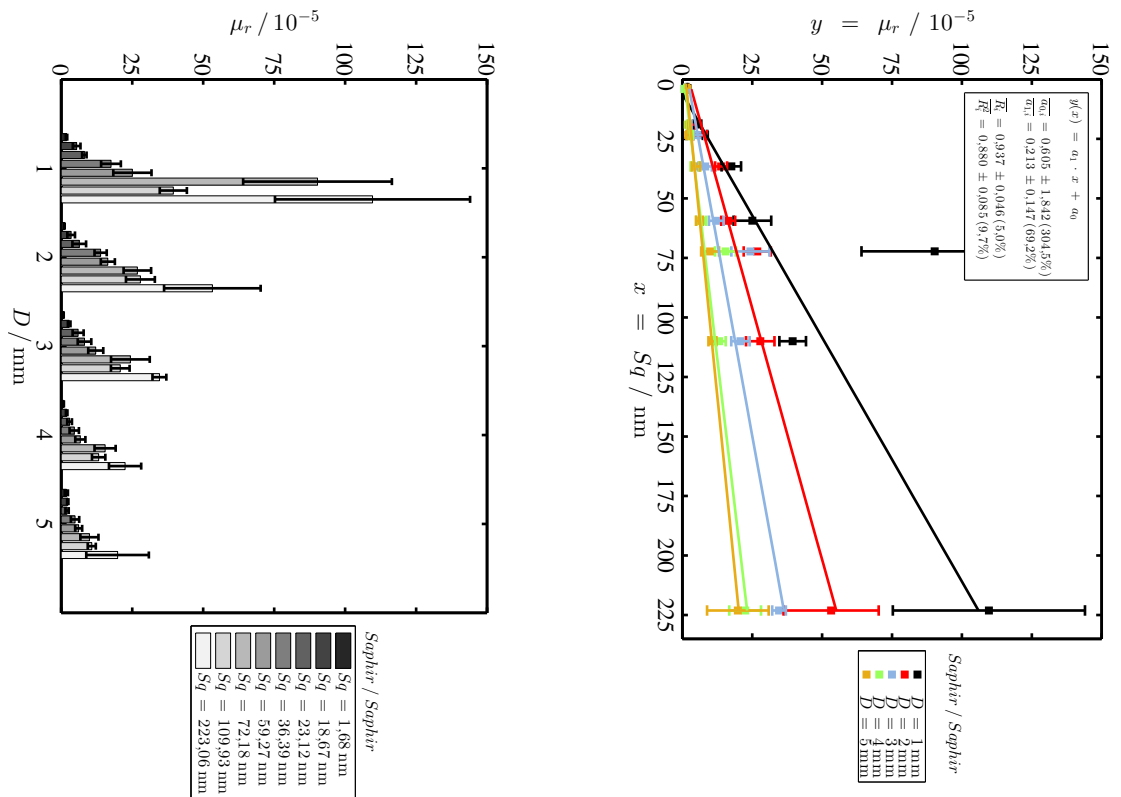


Abbildung B.4: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von $Saphir / Saphir$. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

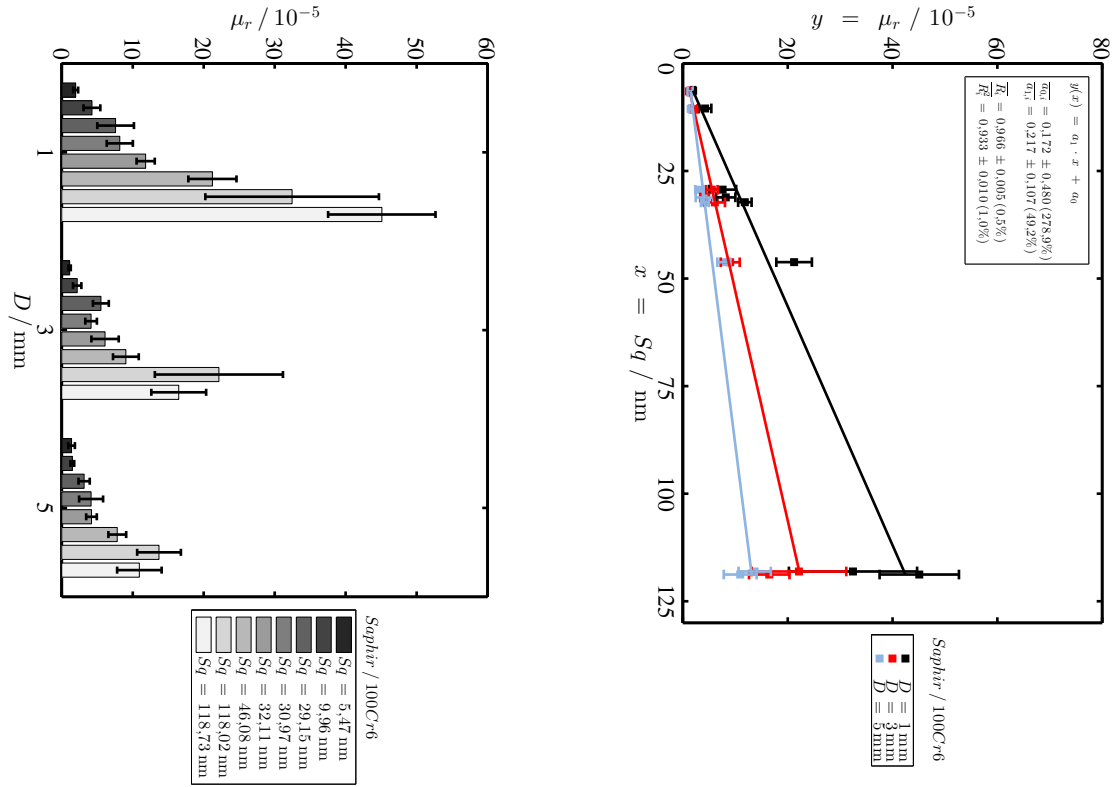


Abbildung B.5: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten μ_r von Saphir / 100Cr6. Rechts: μ_r als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

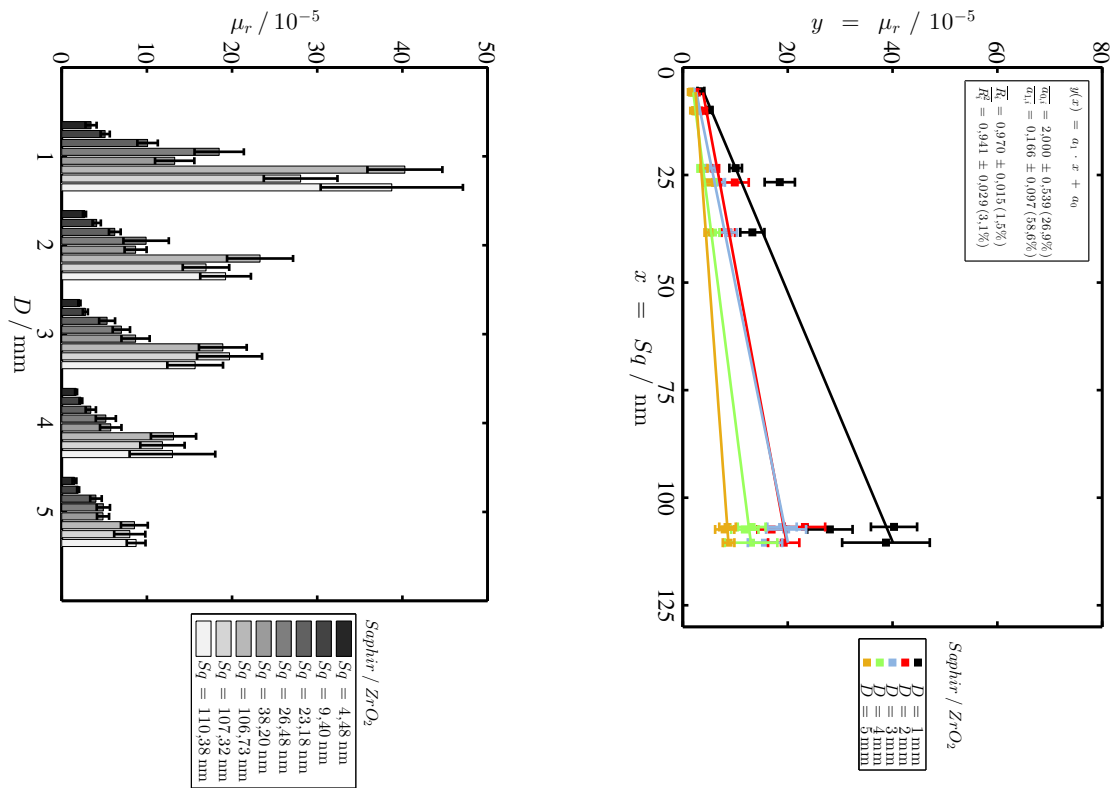


Abbildung B.6: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten μ_r von Saphir / ZrO₂. Rechts: μ_r als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

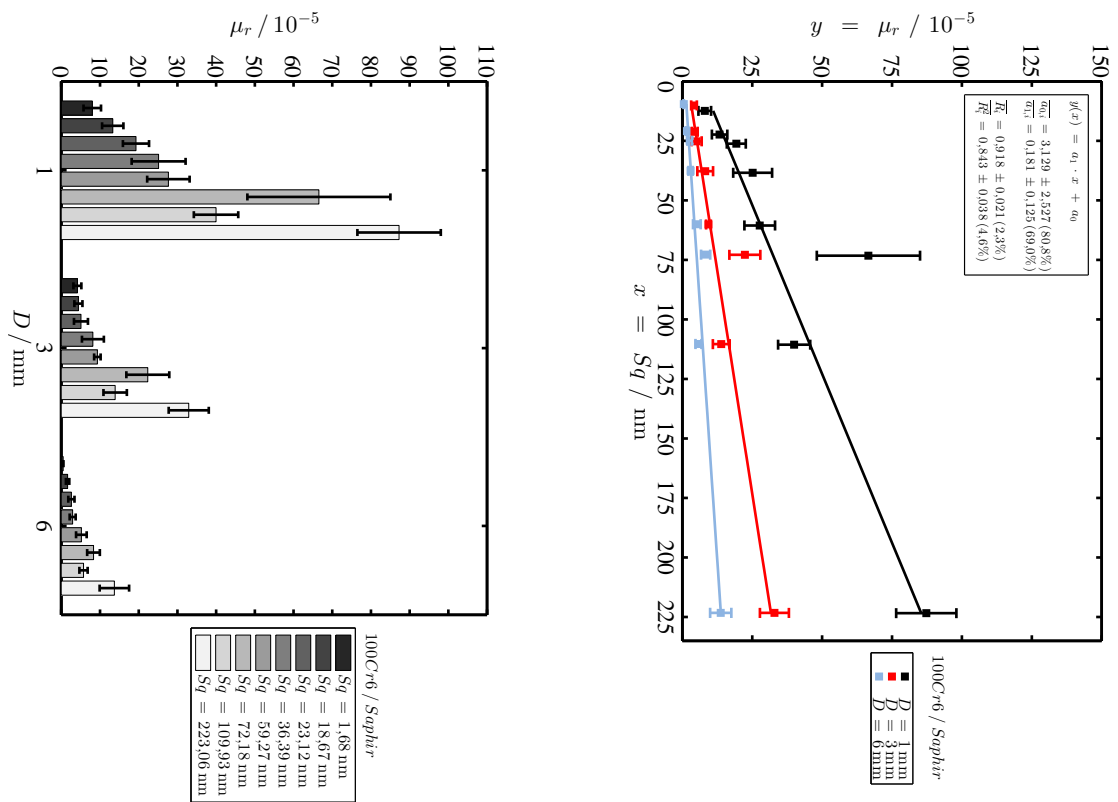


Abbildung B.7: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von 100Cr6 / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von Sq mit Ausgleichskurve.

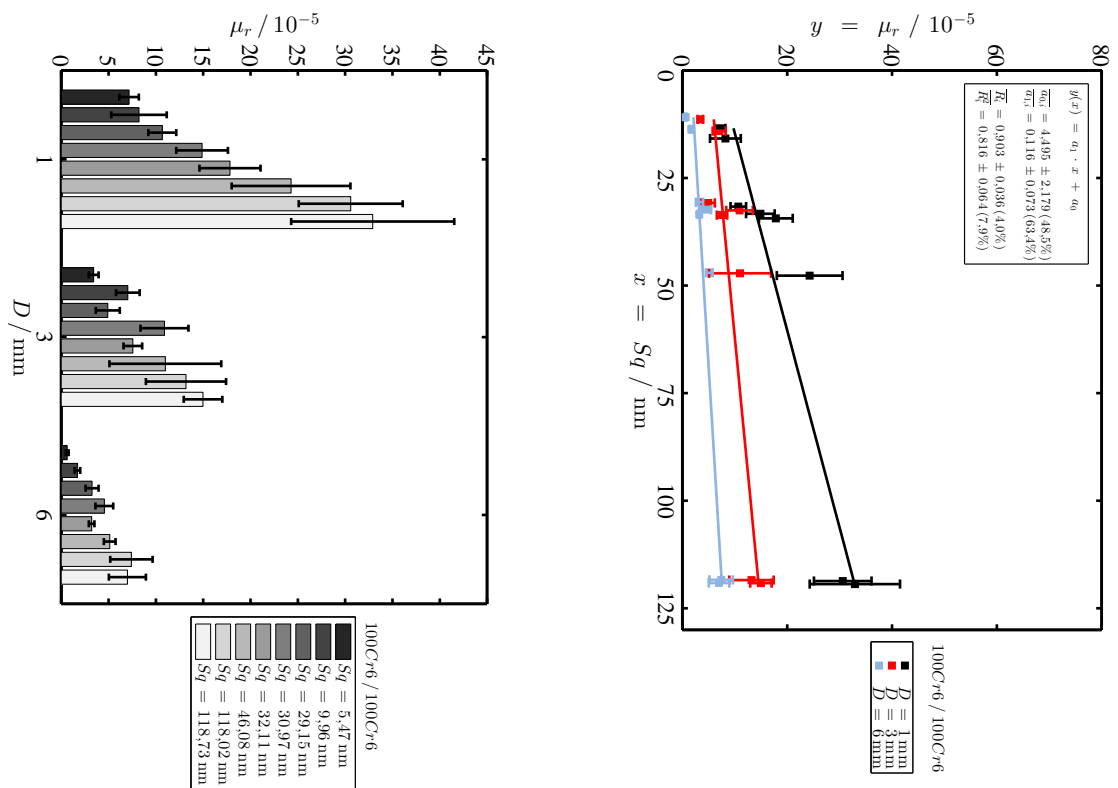


Abbildung B.8: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: CoRR als Funktion von Sq mit Ausgleichskurve.

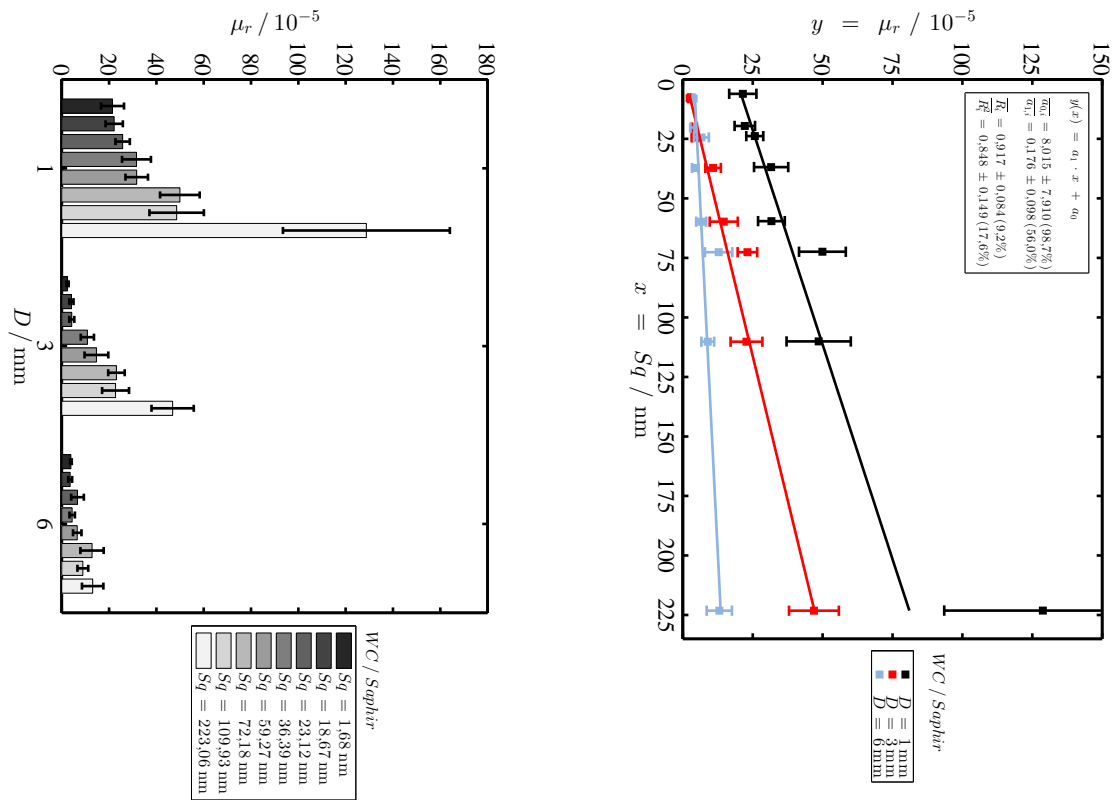


Abbildung B.9: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von WC / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

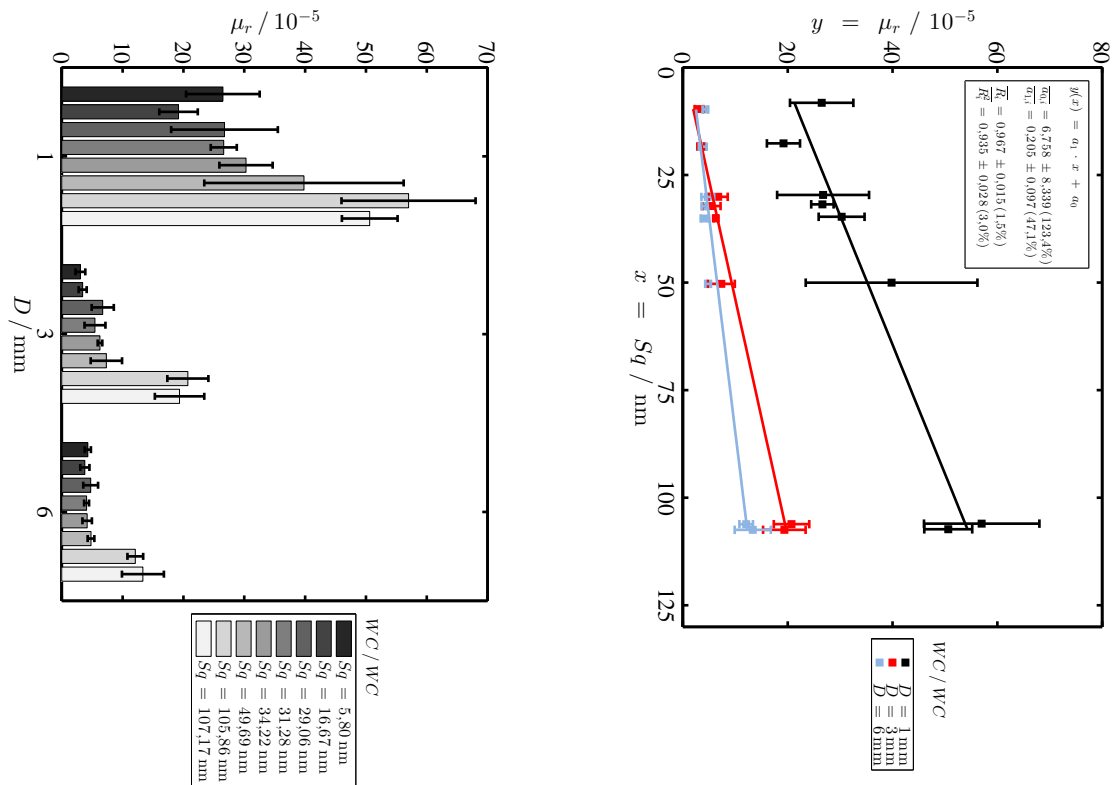


Abbildung B.10: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von WC / WC. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

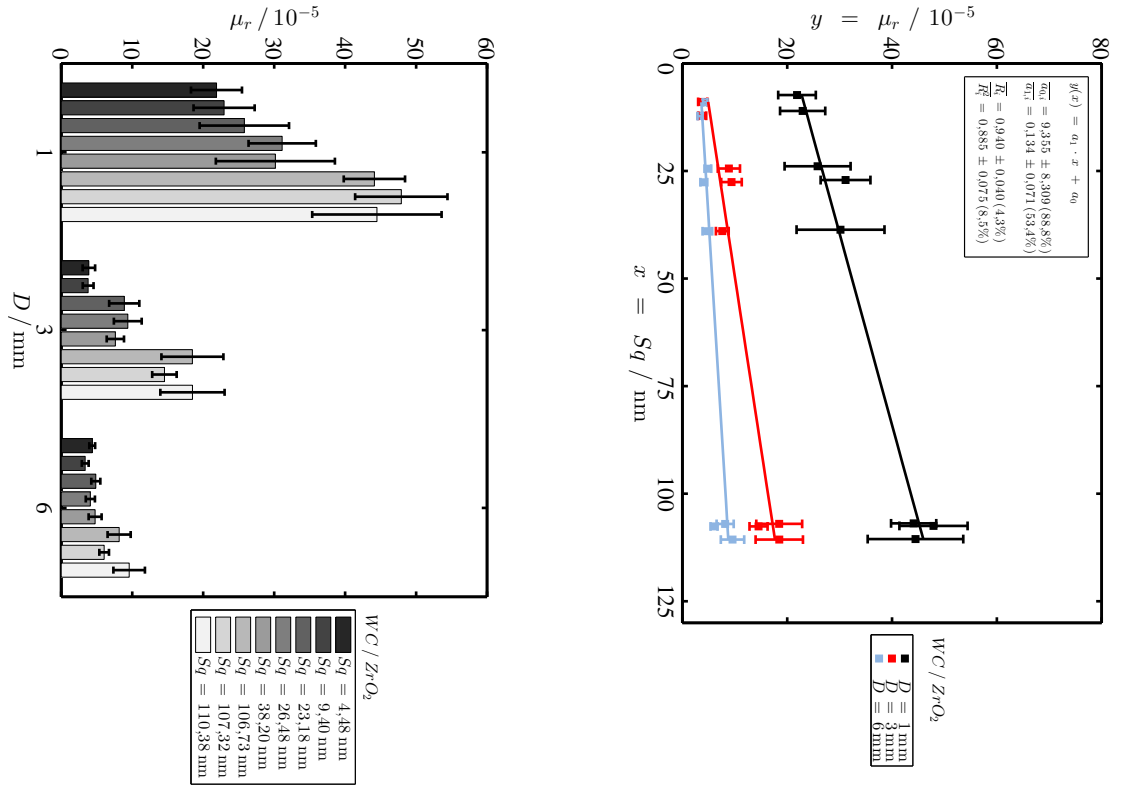


Abbildung B.11: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von WC / ZrO₂. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

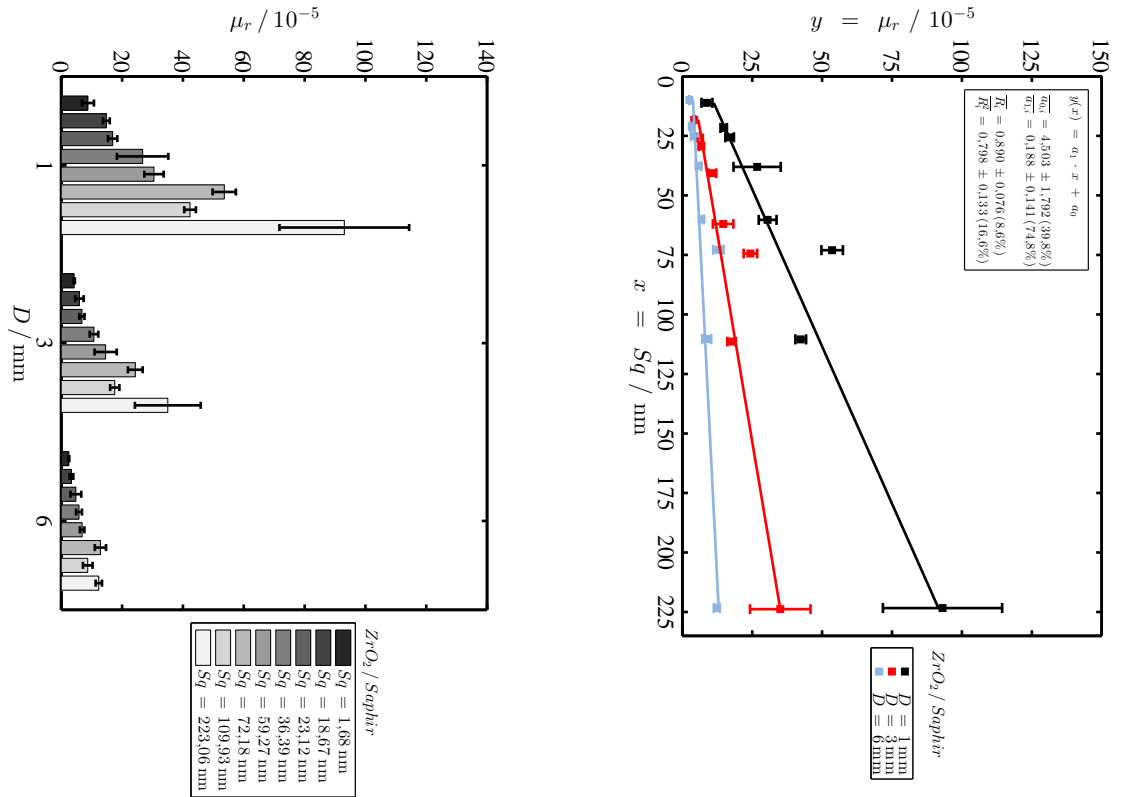


Abbildung B.12: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von ZrO₂ / Saphir. Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

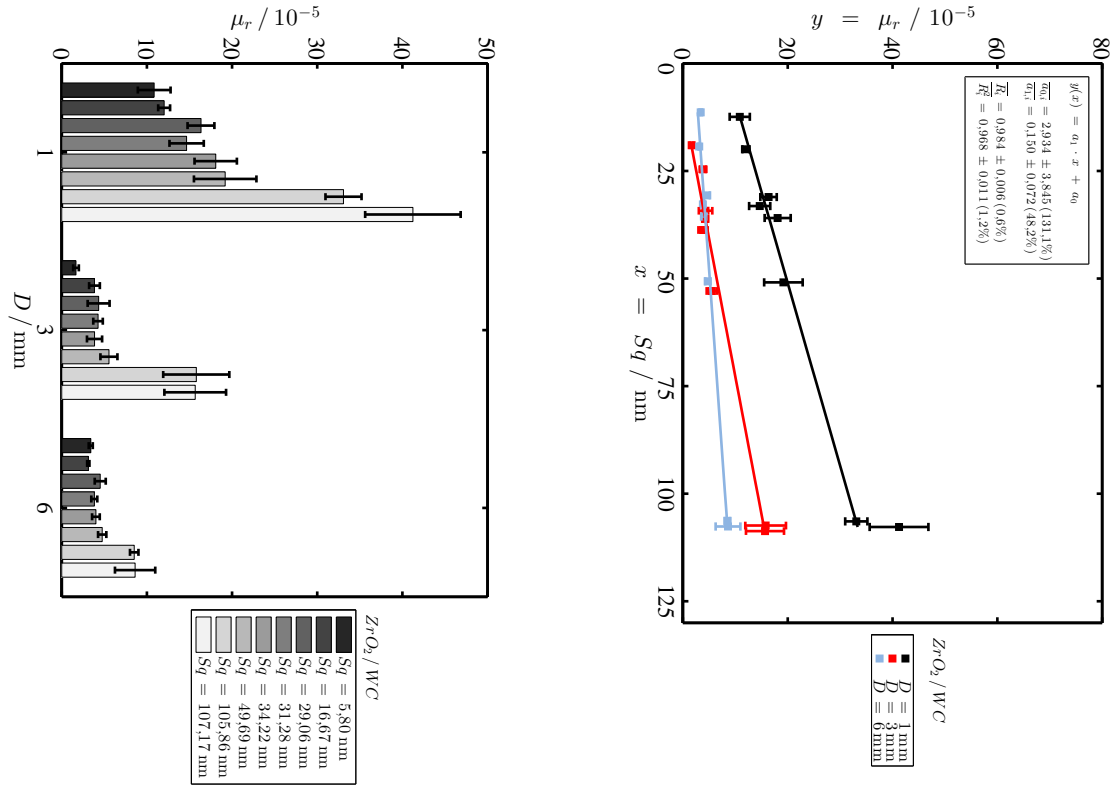


Abbildung B.13: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von ZrO_2 / WC . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

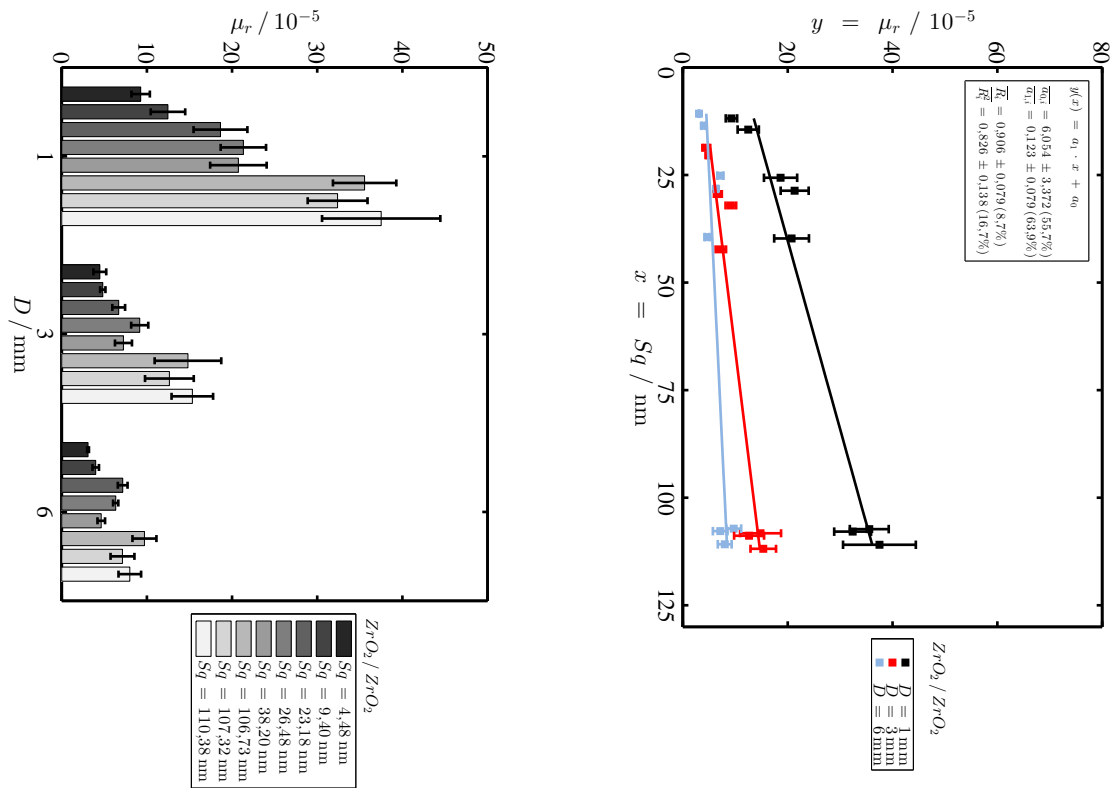


Abbildung B.14: Links: Übersicht der Rollwiderstandskoeffizienten CoRR von ZrO_2 / ZrO_2 . Rechts: CoRR als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

C vollständige Messergebnisse: IHPS

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse der Indentationshysterese dargestellt, die mit dem IHPS gemessen wurden. Dies beinhaltet die Tabellen C.1 und C.2, welche die Indentationshysterese-Koeffizienten (CoIH) bzw. die dazugehörige Standardabweichung der jeweiligen Probenpaarung enthalten. Weiterhin befinden den Tabellen C.3 und C.4 die Koeffizienten der Oberflächen-nachgiebigkeit (CoID) sowie die dazugehörige Standardabweichungen. Außerdem sind in den nachfolgenden Diagrammen die tabellarisch gegebenen Ergebnisse zum CoIH grafisch dargestellt.

Tabelle C.1: Übersicht der gemessenen Indentationshysteresekoeffizienten $CoIH$.

		$CoIH$ [pJ/mN]																							
Ebenen	Kugel	Saphir						Zirkonoxid						Wolframcarbid						100Cr6					
		Durchmesser						Zirkonoxid						Wolframcarbid						100Cr6					
		1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm
Saphir	RMS	3,25 mm	3,73 mm	3,56 mm	3,71 mm	3,56 mm	3,56 mm	10,98 mm	18,12 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	7,86 mm	12,29 mm	9,98 mm	9,39 mm	6,19 mm	5,91 mm	8,46 mm						
	Roughness	1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm	1,00 mm	3,00 mm	6,00 mm
	Problemname	Sa_H1	Sa_H2	Sa_H2a	Sa_H3	Sa_H3a	ZrO2_H1	ZrO2_H2	ZrO2_H3	WC_H1	WC_H2	WC_H3	100Cr6_H1	100Cr6_H2	100Cr6_H3	Al2O3_H1	Al2O3_H2	Al2O3_H3							
	109,93 mm	1,67	1,25	1,69	1,70	0,00	3,43	2,97	2,71	2,75	2,43	2,11	2,67	2,37	2,52	2,66	1,62	1,75							
	1,68 mm	0,83	0,66	0,55	0,59	0,55	1,51	1,09	1,01	0,81	0,66	0,57	1,16	0,72	0,98	1,03	0,63	0,60							
	18,67 mm	1,02	0,82	0,79	0,81	0,74	1,18	0,74	0,98	1,06	0,89	0,81	1,32	1,14	1,12	1,31	0,74	0,67							
	223,06 mm	2,15	1,80	1,80	0,00	1,65	4,17	3,41	3,00	2,97	2,36	2,25	2,99	2,40	2,79	2,84	2,05	2,01							
	72,18 mm	1,10	0,96	0,93	0,86	0,92	2,42	1,89	1,73	1,67	1,48	0,97	1,44	1,10	1,36	1,34	0,94	1,13							
	36,40 mm	1,13	0,94	0,82	0,81	0,79	1,95	1,56	1,45	1,32	0,94	1,15	1,36	1,09	1,11	1,31	0,77	0,90							
	23,12 mm	1,27	1,05	1,11	1,01	1,00	1,72	1,36	1,59	1,56	1,19	1,16	2,27	1,27	1,38	1,54	1,07	0,90							
	59,27 mm	Sa_P9	1,30	1,09	0,96	1,13	0,88	1,93	1,70	0,00	1,71	1,08	0,96	1,40	1,22	1,26	1,42	1,18	1,07						
Zirkonoxid + 5% Yttriumoxid	322,50 mm	Sa_P0																							
	4,48 mm	ZrO2_P0 GF4	1,93	1,34	1,22	1,31	1,15	2,02	1,53	1,51	1,99	1,45	1,40												
	9,40 mm	ZrO2_P1	1,56	1,23	0,00	1,13	1,04	2,15	0,00	1,43	1,65	1,28	1,10												
	106,73 mm	ZrO2_P3	4,31	3,54	3,21	3,15	3,18	4,47	3,73	3,53	12,88	3,68	14,54												
	26,48 mm	ZrO2_P4	2,00	1,73	1,54	1,53	1,40	2,73	1,98	1,79	2,25	1,75	1,48												
	23,18 mm	ZrO2_P5	2,01	1,59	2,09	1,39	1,34	2,75	1,80	1,66	2,17	1,61	1,42												
	38,20 mm	ZrO2_P6	2,80	2,23	2,12	2,04	2,00	2,93	2,54	2,31	5,15	2,05	2,10												
	107,32 mm	ZrO2_P7	3,55	2,83	2,84	2,61	2,53	3,63	3,28	2,94	9,33	2,84	2,40												
	110,38 mm	ZrO2_P8	3,44	3,75	3,90	2,83	2,72	4,73	3,80	3,16	9,90	3,19	2,49												
	5,80 mm	WC_P1						1,42	0,99	0,97	0,92	0,64	0,54												
Wolframcarbid	16,67 mm	WC_P2						1,76	1,32	1,26	1,19	0,93	0,77												
	31,28 mm	WC_P3						2,43	1,73	1,59	1,72	1,11	1,00												
	29,06 mm	WC_P4						2,23	1,92	1,60	1,50	1,15	1,15												
	34,22 mm	WC_P5						2,36	1,83	1,70	1,78	1,31	1,05												
	49,69 mm	WC_P6						2,99	2,41	2,19	2,12	1,71	1,55												
	107,17 mm	WC_P7						4,73	4,00	3,86	4,26	3,53	3,61												
	105,86 mm	WC_P8						4,64	3,98	3,94	4,17	3,38	3,19												
	5,47 mm	100Cr6_P1	1,01	0,77	0,70	0,67	0,61																		
	9,96 mm	100Cr6_P2	1,29	1,20	1,14	1,09	0,98																		
	30,97 mm	100Cr6_P3	1,81	1,62	1,50	1,52	1,43																		
100Cr6	32,11 mm	100Cr6_P4	2,14	1,92	1,73	1,61	1,67																		
	29,15 mm	100Cr6_P5	1,84	1,33	1,44	1,38	1,17																		
	46,08 mm	100Cr6_P6	2,44	2,22	2,19	1,99	2,07																		
	118,02 mm	100Cr6_P7	4,62	4,17	3,89	4,04	3,58																		
	100Cr6_P8	4,11	0,00	3,29	3,41	3,40																			
	118,73 mm	100Cr6_P8	4,11	0,00	3,29	3,41	3,40																		

Tabelle C.2: Übersicht der Standardabweichungen der gemessenen Indentationshysteresekoeffizienten $CoIH$.

Standardabweichung von CoIH [µl/mmN]																												
Ebenen	RMS Roughness	Kugel	Saphir					Zirkonoxid					Wolframcarbid					100Cr6			Aluminiumoxid							
			Durchmesser					1,00 mm					1,00 mm					1,00 mm					3,00 mm			3,00 mm		
			1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	ZrO2_H1	ZrO2_H2	ZrO2_H3	WC_H1	WC_H2	WC_H3	100Cr6_H1	100Cr6_H2	100Cr6_H3	Al2O3_H1	Al2O3_H2	Al2O3_H3									
Saphir	109,93 mm	Sa_P1	0,09	0,05	0,03	0,04	0,00	0,09	0,03	0,03	0,06	0,14	0,12	0,04	0,05	0,09	0,11	0,14	0,03	0,03	0,03	0,07	0,10	0,10	0,04			
	1,68 mm	Sa_P2	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,01	0,02	0,02	0,03	0,01	0,02	0,03	0,03	0,03	0,04	0,01	0,03	0,03			
	18,67 mm	Sa_P4	0,02	0,01	0,02	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,03	0,03	0,03	0,03	0,04	0,03	0,03	0,03	0,04	0,01	0,01	0,01				
	223,06 mm	Sa_P5	0,13	0,17	0,10	0,00	0,18	0,19	0,13	0,13	0,15	0,12	0,13	0,35	0,18	0,20	0,19	0,19	0,19	0,19	0,23	0,22	0,10	0,22				
	72,18 mm	Sa_P6	0,06	0,02	0,02	0,03	0,07	0,10	0,10	0,08	0,10	0,08	0,10	0,08	0,05	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,01	0,02	0,10	0,22				
	36,40 mm	Sa_P7	0,05	0,06	0,04	0,07	0,05	0,06	0,06	0,06	0,09	0,09	0,09	0,18	0,05	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,03	0,03	0,04	0,22				
	23,12 mm	Sa_P8	0,06	0,04	0,04	0,06	0,05	0,05	0,05	0,09	0,09	0,21	0,14	0,09	0,13	0,12	0,06	0,06	0,03	0,06	0,06	0,10	0,10	0,10				
	59,27 mm	Sa_P9	0,04	0,05	0,06	0,08	0,08	0,10	0,08	0,08	0,25	0,04	0,16	0,04	0,06	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,18	0,09	0,09	0,09				
	322,50 mm	Sa_P0																										
	4,48 mm	ZrO2_P0_Gr4	0,06	0,03	0,02	0,05	0,03	0,07	0,04	0,04	0,05	0,07	0,07	0,06	0,03	0,07	0,06	0,03	0,03	0,03	0,05	0,06	0,06	0,06				
	Zirkonoxid + 5% Yttriumoxid	9,40 mm	ZrO2_P1	0,02	0,01	0,00	0,02	0,01	0,06	0,00	0,03	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,03	0,04	0,03	0,03	0,03	0,05	0,02	0,03	0,06			
106,73 mm		ZrO2_P3	0,28	0,14	0,07	0,05	0,09	0,14	0,04	0,08	0,08	0,08	1,16	0,14	0,82	0,82	0,82	0,82	0,82	0,13	0,07	0,11	0,11					
26,48 mm		ZrO2_P4	0,03	0,02	0,04	0,04	0,01	0,06	0,04	0,01	0,04	0,04	0,04	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,02	0,04	0,05	0,05					
23,18 mm		ZrO2_P5	0,04	0,03	0,06	0,03	0,04	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03	0,08	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,06	0,03	0,05	0,05					
38,20 mm		ZrO2_P6	0,07	0,04	0,06	0,06	0,02	0,02	0,05	0,03	0,03	0,03	0,56	0,04	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,07	0,07	0,08	0,08					
107,32 mm		ZrO2_P7	0,07	0,06	0,08	0,06	0,05	0,09	0,13	0,07	0,07	0,33	0,06	0,07	0,10	0,15	0,15	0,15	0,15	0,05	0,10	0,05	0,10					
110,38 mm		ZrO2_P8	0,10	0,24	0,23	0,02	0,04	0,05	0,07	0,10	0,10	0,62	0,04	0,04	0,04	0,23	0,08	0,08	0,08	0,23	0,08	0,29	0,29					
5,80 mm		WC_P1						0,03	0,02	0,03	0,02	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,04	0,02	0,02					
16,67 mm		WC_P2						0,03	0,02	0,03	0,02	0,03	0,04	0,03	0,02	0,03	0,04	0,03	0,03	0,01	0,04	0,02	0,02					
Wolframcarbid	31,28 mm	WC_P3						0,05	0,04	0,03	0,03	0,06	0,02	0,02	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03					
	29,06 mm	WC_P4						0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,04	0,02	0,04	0,04	0,02	0,13	0,03					
	34,22 mm	WC_P5						0,03	0,02	0,04	0,06	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03					
	49,69 mm	WC_P6						0,07	0,08	0,03	0,03	0,07	0,02	0,07	0,07	0,07	0,10	0,03	0,03	0,10	0,03	0,02	0,02					
	107,17 mm	WC_P7						0,06	0,08	0,10	0,14	0,16	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,02	0,07	0,13					
	105,86 mm	WC_P8						0,06	0,05	0,10	0,09	0,08	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,13					
	5,47 mm	100Cr6_P1	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03								0,02	0,02	0,04	0,05	0,05									
	9,96 mm	100Cr6_P2	0,03	0,04	0,03	0,02	0,03								0,04	0,04	0,06	0,02	0,02									
	30,97 mm	100Cr6_P3	0,03	0,05	0,04	0,03	0,02								0,05	0,05	0,06	0,02	0,02									
100Cr6	32,11 mm	100Cr6_P4	0,04	0,04	0,04	0,04	0,06							0,03	0,05	0,07	0,07	0,07	0,07									
	29,15 mm	100Cr6_P5	0,04	0,03	0,03	0,03	0,03							0,04	0,03	0,04	0,04	0,04	0,04									
	46,08 mm	100Cr6_P6	0,04	0,06	0,03	0,03	0,07							0,06	0,01	0,05	0,05	0,05	0,05									
	118,02 mm	100Cr6_P7	0,15	0,13	0,06	0,10	0,05							0,07	0,11	0,13	0,13	0,13	0,13									
	100Cr6_P8	0,10	0,00	0,11	0,10	0,10								0,27	0,23	0,07	0,07	0,07	0,07									

Tabelle C.3: Übersicht der gemessenen Koeffizienten der Eindringtiefe CoID.

Ebenen		CoID in [nm/mN]																					
		Kugel	Saphir						Zirkonoxid			Wolframcarbid			100Cr6			Aluminiumoxid					
			RMS	1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	10,98 mm	18,12 mm	3,00 mm	6,00 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	3,00 mm	6,00 mm	12,29 mm	9,98 mm	3,00 mm	6,00 mm	6,19 mm	5,91 mm
Roughness		Durchmesser	1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	10,98 mm	18,12 mm	3,00 mm	6,00 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	3,00 mm	6,00 mm	12,29 mm	9,98 mm	3,00 mm	6,00 mm	6,19 mm	5,91 mm	8,46 mm
Problemname		Sa_H1	Sa_H2	Sa_H2a	Sa_H3	Sa_H3a	ZrO2_H1	ZrO2_H2	ZrO2_H3	WC_H1	WC_H2	WC_H3	100Cr6_H1	100Cr6_H2	100Cr6_H3	Al2O3_H1	Al2O3_H2	Al2O3_H3					
109,93 mm		Sa_P1	0,80	0,85	0,75	0,66	0,00	0,70	0,56	0,45	0,58	0,44	0,40	0,69	0,60	0,58	0,67	0,48	0,39				
1,68 mm		Sa_P2	0,56	0,42	0,37	0,35	0,31	0,55	0,40	0,32	0,42	0,30	0,26	0,63	0,41	0,49	0,50	0,34	0,27				
18,67 mm		Sa_P4	0,54	0,45	0,41	0,36	0,36	0,51	0,32	0,26	0,41	0,31	0,26	0,58	0,40	0,42	0,53	0,33	0,28				
223,06 mm		Sa_P5	0,96	0,78	0,70	0,00	0,66	0,75	0,58	0,54	0,51	0,45	0,34	0,65	0,50	0,62	0,70	0,62	0,56				
72,18 mm		Sa_P6	0,68	0,59	0,55	0,54	0,52	0,63	0,44	0,43	0,55	0,42	0,33	0,61	0,45	0,55	0,57	0,48	0,44				
36,40 mm		Sa_P7	0,65	0,52	0,47	0,46	0,45	0,59	0,41	0,28	0,47	0,34	0,30	0,64	0,44	0,41	0,56	0,31	0,36				
23,12 mm		Sa_P8	0,52	0,42	0,41	0,36	0,39	0,57	0,33	0,27	0,50	0,25	0,26	0,60	0,42	0,43	0,47	0,30	0,21				
59,27 mm		Sa_P9	0,66	0,55	0,47	0,55	0,40	0,65	0,36	0,00	0,71	0,37	0,28	0,61	0,47	0,46	0,53	0,34	0,39				
322,50 mm		Sa_P0																					
4,48 mm		ZrO2_P0_Gf4	0,54	0,58	0,51	0,40	0,45	0,67	0,48	0,35	0,51	0,27	0,29				0,53	0,38	0,31				
9,40 mm		ZrO2_P1	0,61	0,63	0,00	0,44	0,42	0,64	0,00	0,38	0,52	0,38	0,31				0,59	0,40	0,34				
106,73 mm		ZrO2_P3	1,68	1,05	0,68	0,88	0,77	0,81	0,55	0,47	2,26	0,50	2,25				0,68	0,44	0,45				
26,48 mm		ZrO2_P4	0,57	0,58	0,54	0,52	0,46	0,66	0,49	0,43	0,54	0,39	0,33				0,62	0,43	0,35				
23,18 mm		ZrO2_P5	0,61	0,56	0,64	0,47	0,46	0,63	0,53	0,39	0,53	0,37	0,35				0,58	0,43	0,34				
38,20 mm		ZrO2_P6	0,57	0,57	0,52	0,48	0,48	0,66	0,48	0,35	1,63	0,64	0,55				0,97	0,69	0,58				
107,32 mm		ZrO2_P7	1,00	0,99	0,90	0,83	0,78	1,26	0,87	0,73	1,71	0,69	0,63				0,69	0,44	0,38				
110,38 mm		ZrO2_P8	1,37	1,53	1,16	0,66	0,62	0,80	0,65	0,47	1,76	0,49	0,45				0,87	0,43	0,33				
5,80 mm		WC_P1						0,52	0,38	0,30	0,37	0,26	0,21				0,45	0,28	0,24				
16,67 mm		WC_P2						0,50	0,37	0,31	0,38	0,26	0,21				0,49	0,34	0,25				
31,28 mm		WC_P3						0,55	0,37	0,32	0,41	0,25	0,21				0,46	0,30	0,26				
29,06 mm		WC_P4						0,59	0,42	0,30	0,39	0,26	0,26				0,54	0,31	0,40				
34,22 mm		WC_P5						0,53	0,39	0,33	0,41	0,28	0,25				0,47	0,33	0,25				
49,69 mm		WC_P6						0,52	0,42	0,35	0,39	0,34	0,26				0,47	0,34	0,29				
107,17 mm		WC_P7						0,51	0,45	0,38	0,51	0,38	0,32				0,64	0,37	0,32				
105,86 mm		WC_P8						0,61	0,54	0,62	0,56	0,36	0,34				0,63	0,32	0,38				
5,47 mm		100Cr6_P1	0,63	0,52	0,46	0,43	0,41							0,68	0,45	0,42							
9,96 mm		100Cr6_P2	0,67	0,62	0,54	0,45	0,43							0,66	0,47	0,43							
30,97 mm		100Cr6_P3	0,67	0,58	0,51	0,55	0,48							0,66	0,43	0,45							
32,11 mm		100Cr6_P4	0,72	0,63	0,57	0,53	0,51							0,73	0,49	0,50							
29,15 mm		100Cr6_P5	0,76	0,55	0,50	0,48	0,45							0,67	0,45	0,39							
46,08 mm		100Cr6_P6	0,77	0,65	0,65	0,64	0,59							0,70	0,56	0,48							
118,02 mm		100Cr6_P7	1,33	1,25	1,00	0,98	0,86							0,95	0,80	0,60							
118,73 mm		100Cr6_P8	1,14	0,00	1,25	0,88	0,83							1,23	0,87	0,74							

Tabelle C.4: Übersicht der Standardabweichungen der gemessenen Koeffizienten der Eindringtiefe CoID.

Standardabweichung von CoID in [nm/mN]																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																										
Ebenen	RMS Roughness	Kugel	Saphir					Zirkonoxid					Wolframcarbid					100Cr6			Aluminiumoxid																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																					
			Durchmesser		Sa_H1		Sa_H2		Sa_H2a		Sa_H3		Sa_H3a		ZrO2_H1		ZrO2_H2		ZrO2_H3		WC_H1		WC_H2		WC_H3		100Cr6_H1		100Cr6_H2		100Cr6_H3		Al2O3_H1		Al2O3_H2		Al2O3_H3																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																					
			1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	10,98 mm	18,12 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	7,86 mm	12,29 mm	9,98 mm	9,39 mm	6,19 mm	5,91 mm	8,46 mm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																							
			0,13	0,16	0,10	0,12	0,00	0,06	0,09	0,07	0,06	0,07	0,07	0,02	0,09	0,08	0,05	0,03	0,03	0,07	0,02	0,01	0,01	0,02	0,02	0,01	0,02	0,02	0,01	0,02	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01	0,02	0,01

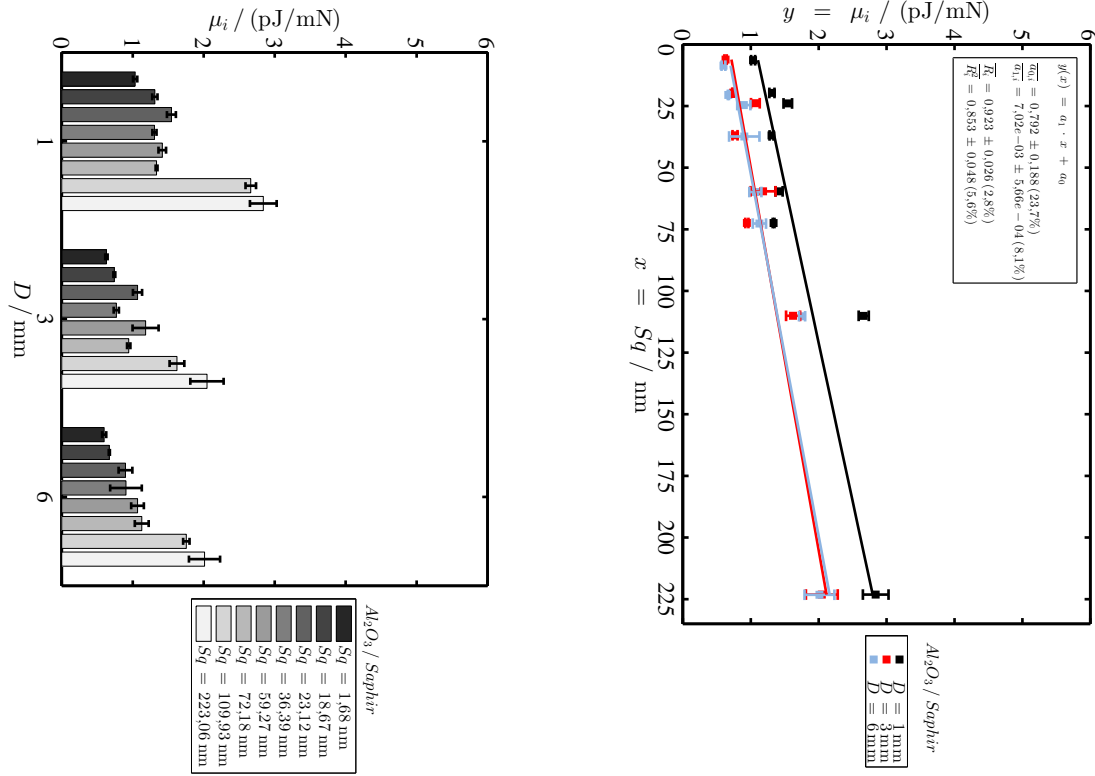


Abbildung C.1: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Al_2O_3 / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

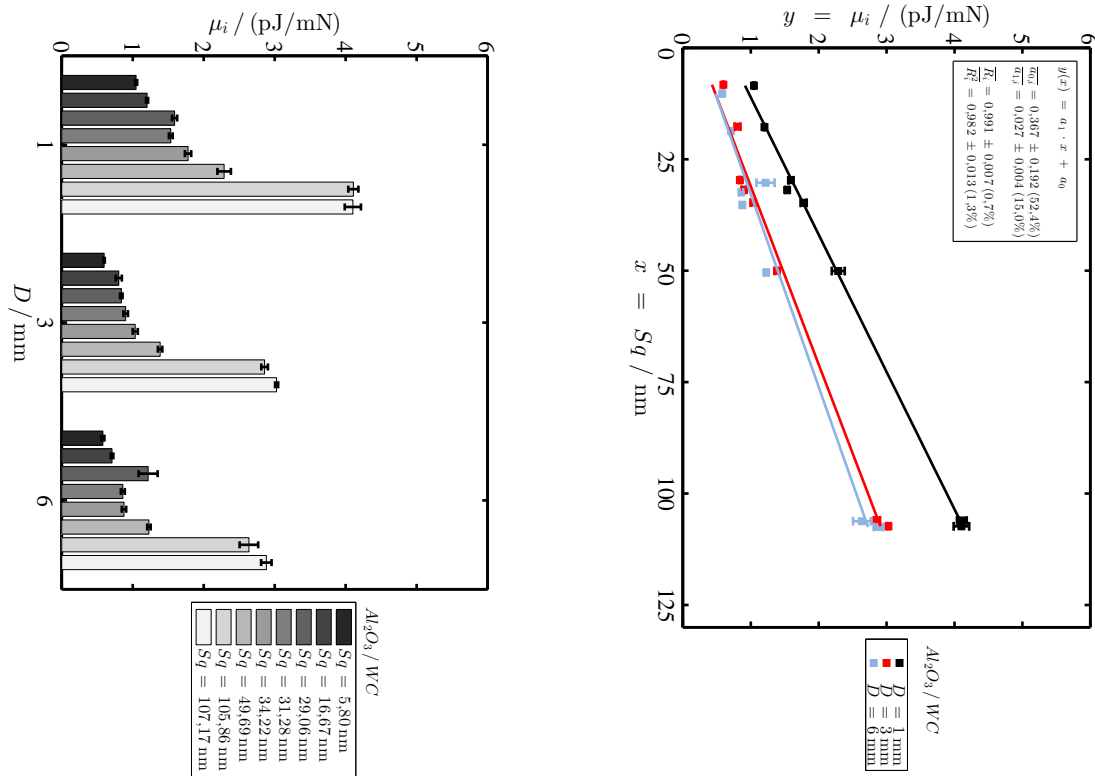


Abbildung C.2: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Al_2O_3 / WC. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

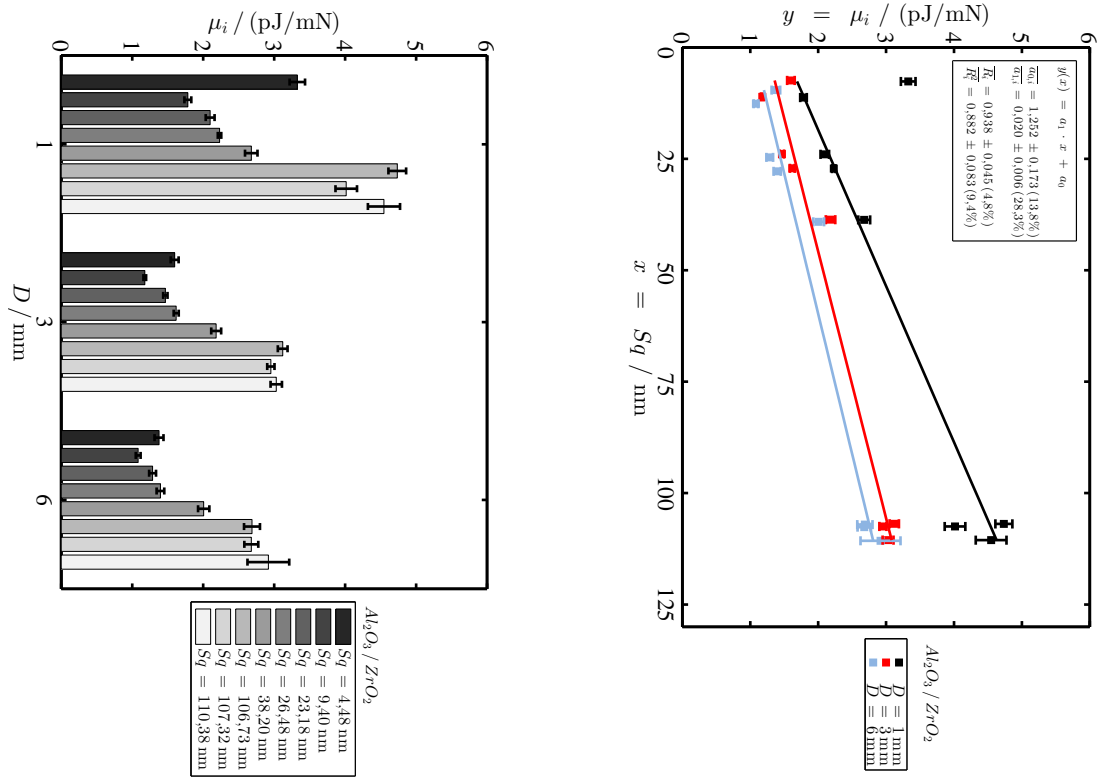


Abbildung C.3: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2$. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

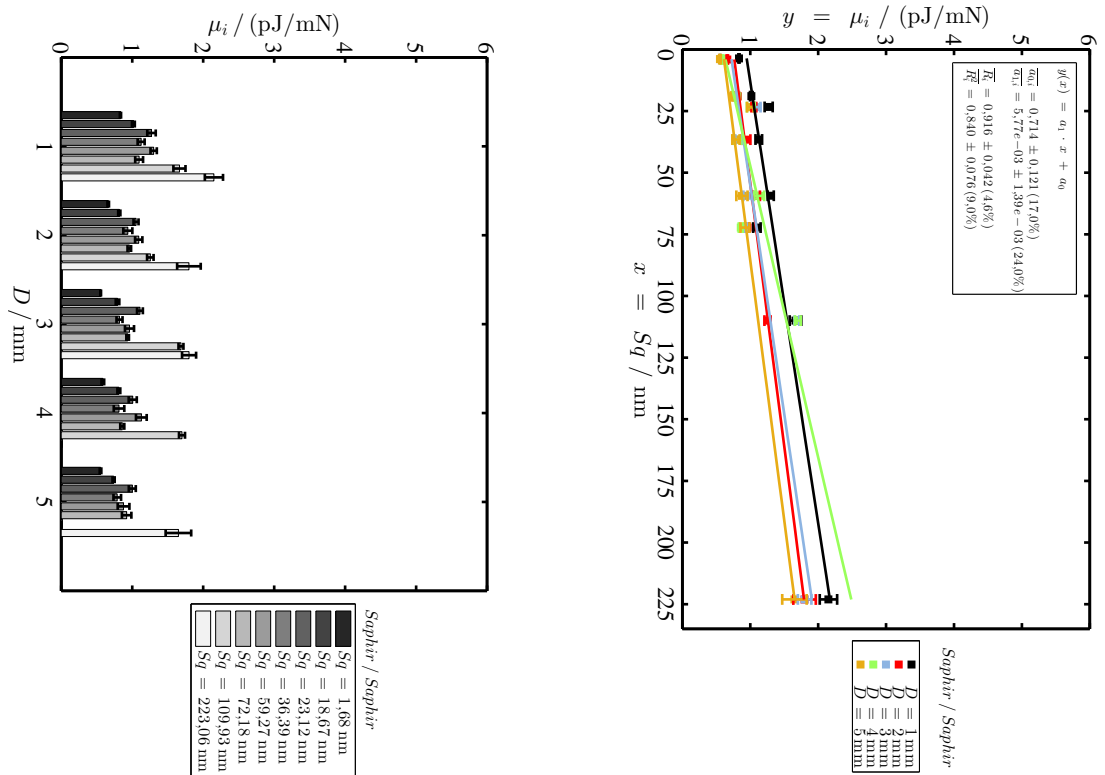


Abbildung C.4: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von $\text{Saphir}/\text{Saphir}$. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

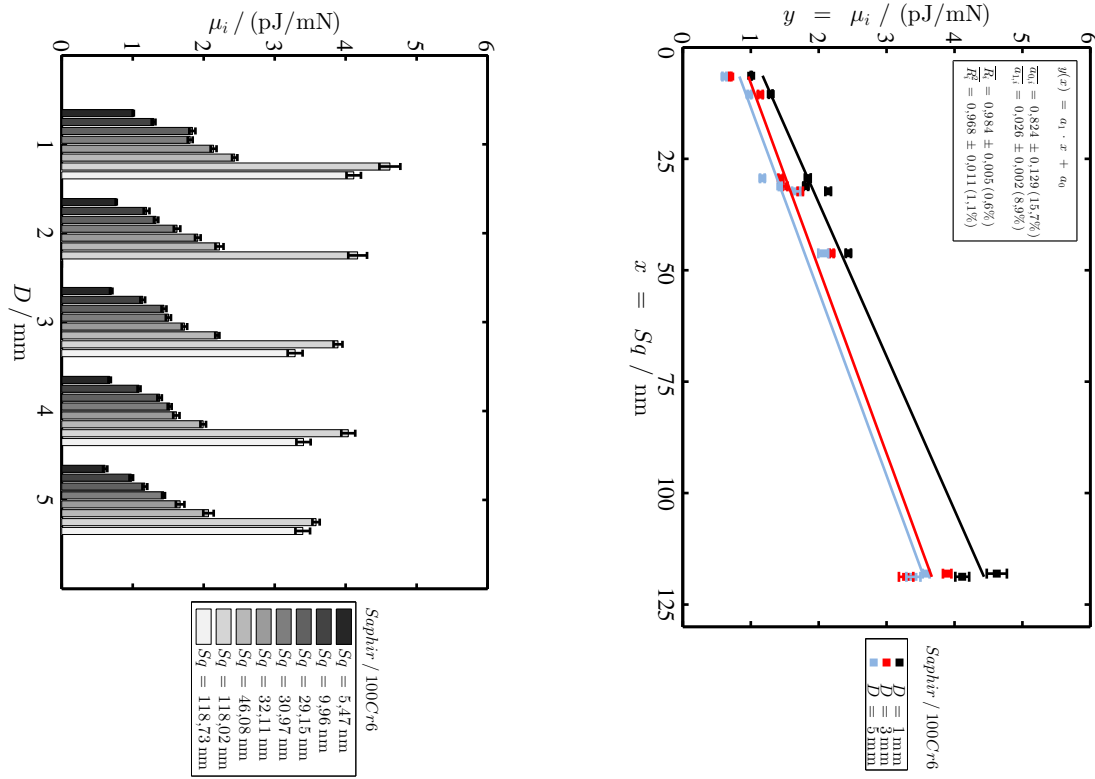


Abbildung C.5: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Saphir / 100Cr6. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

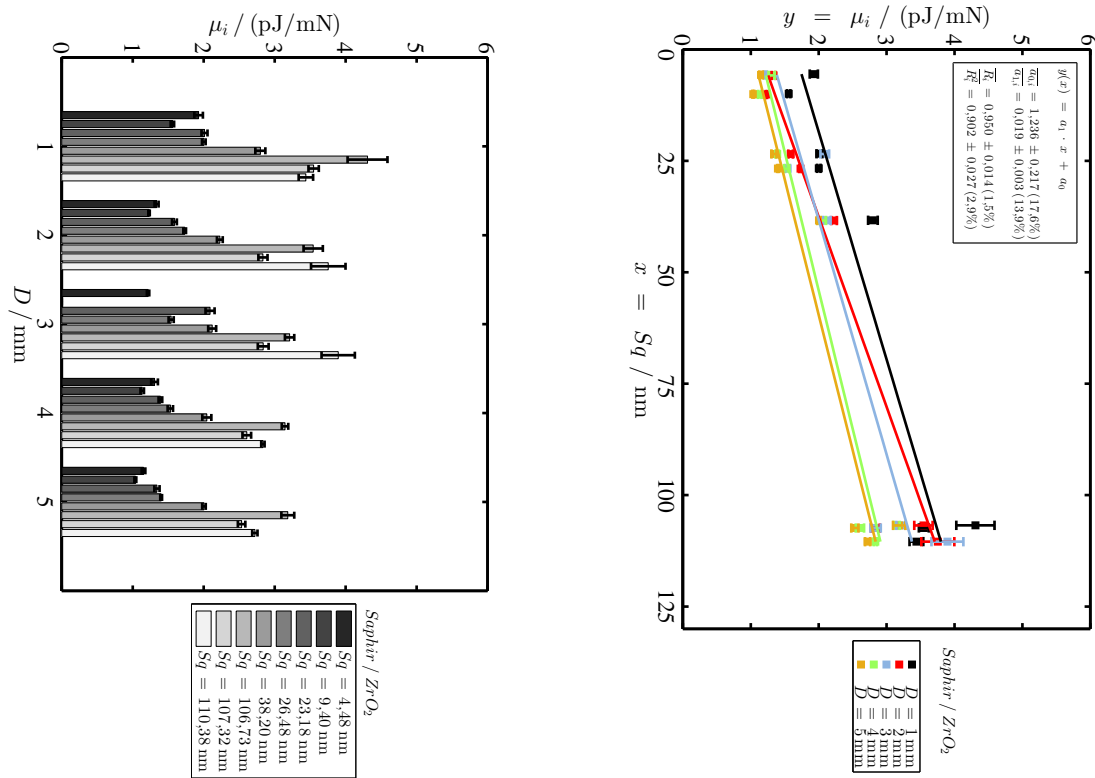


Abbildung C.6: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von Saphir / ZrO₂. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

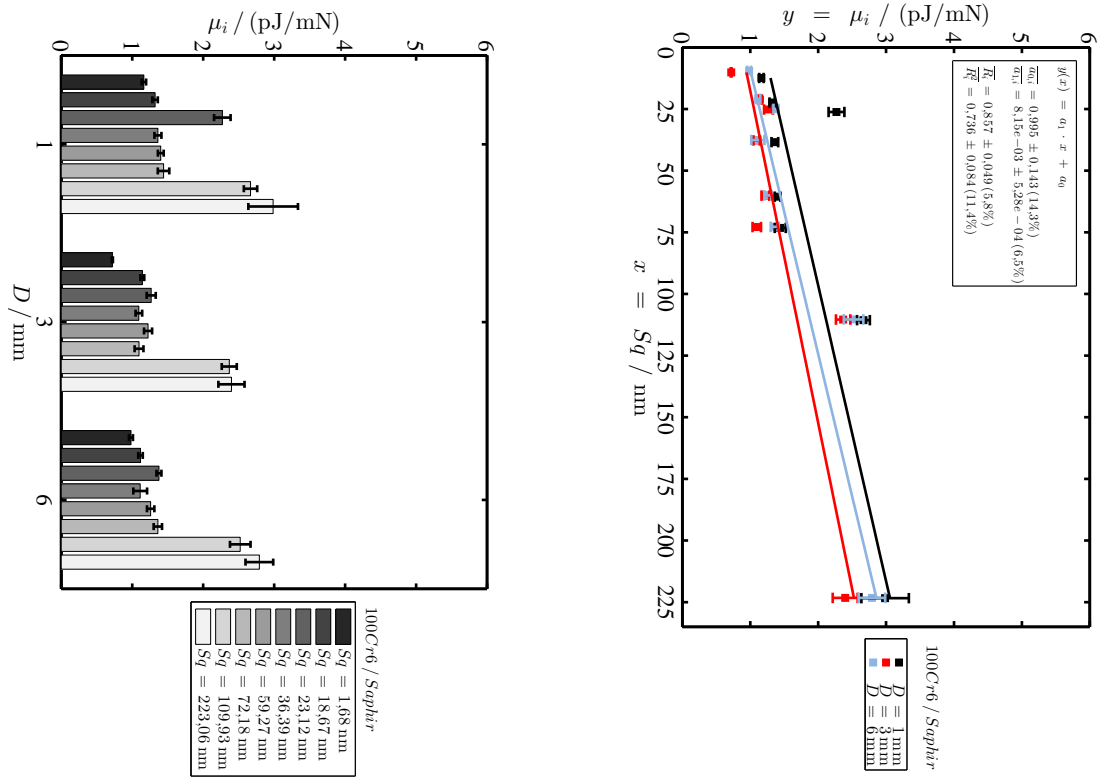


Abbildung C.7: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von 100Cr6 / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

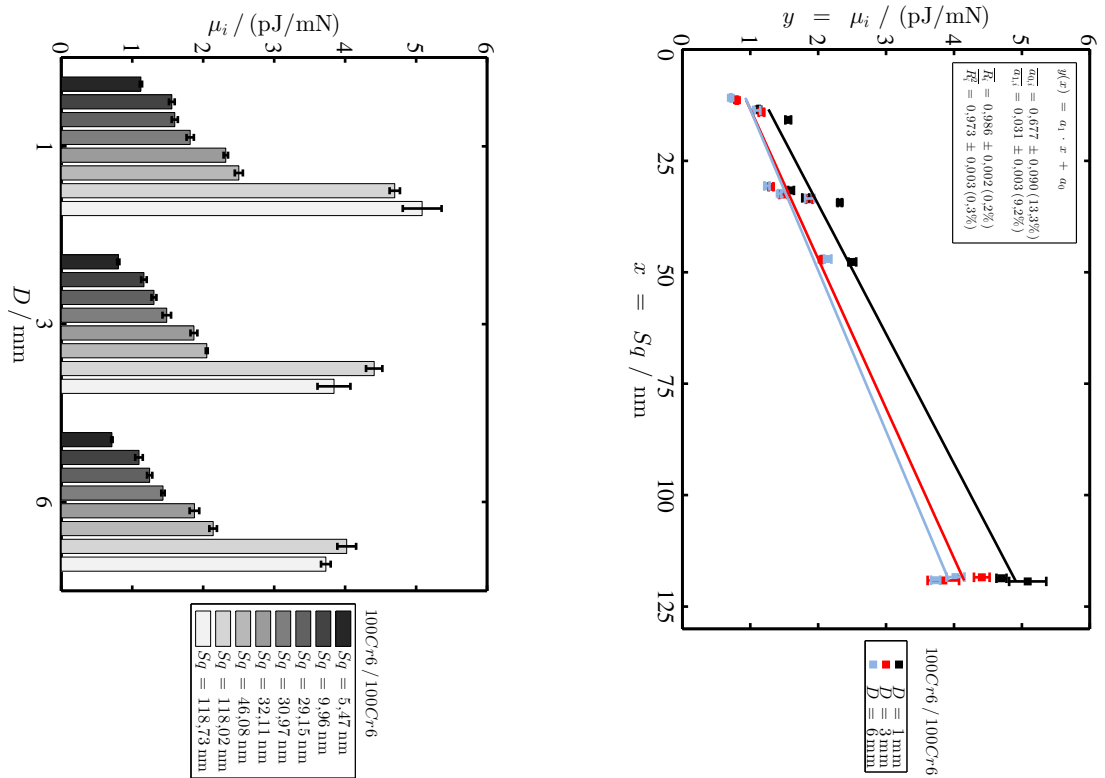


Abbildung C.8: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

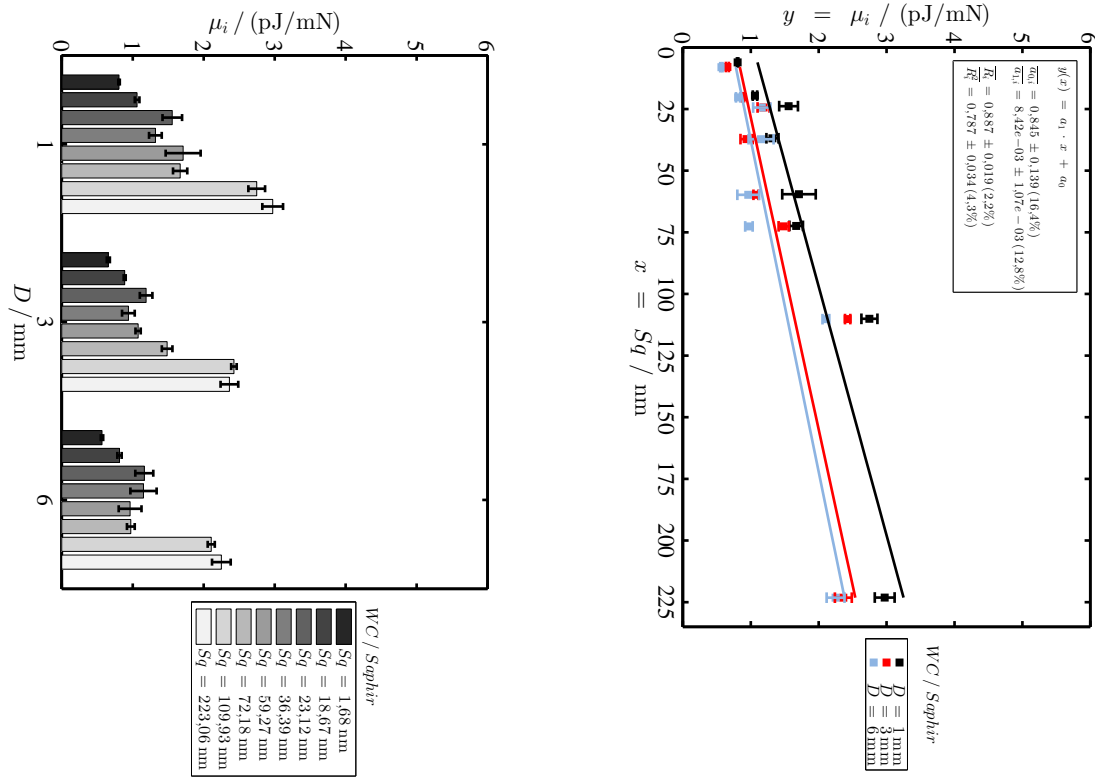


Abbildung C.9: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten $CoIH$ von WC / Saphir. Rechts: $CoIH$ als Funktion von Sq mit Ausgleichskurve.

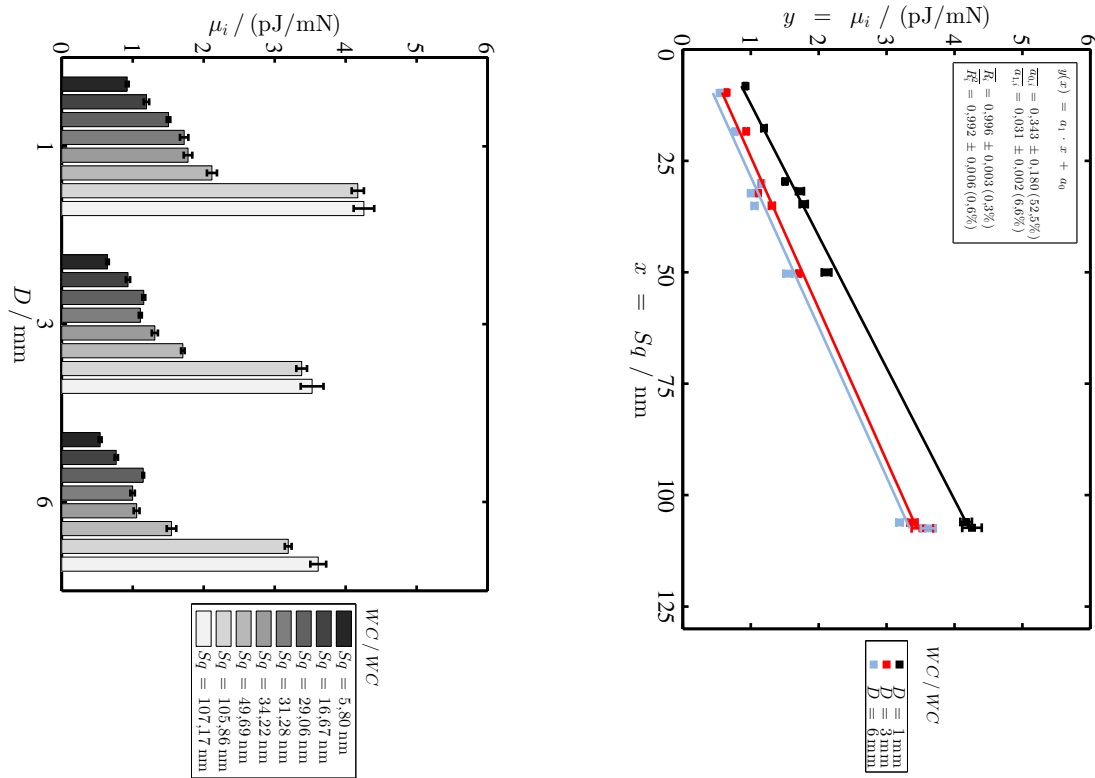


Abbildung C.10: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten $CoIH$ von WC / WC. Rechts: $CoIH$ als Funktion von Sq mit Ausgleichskurve.

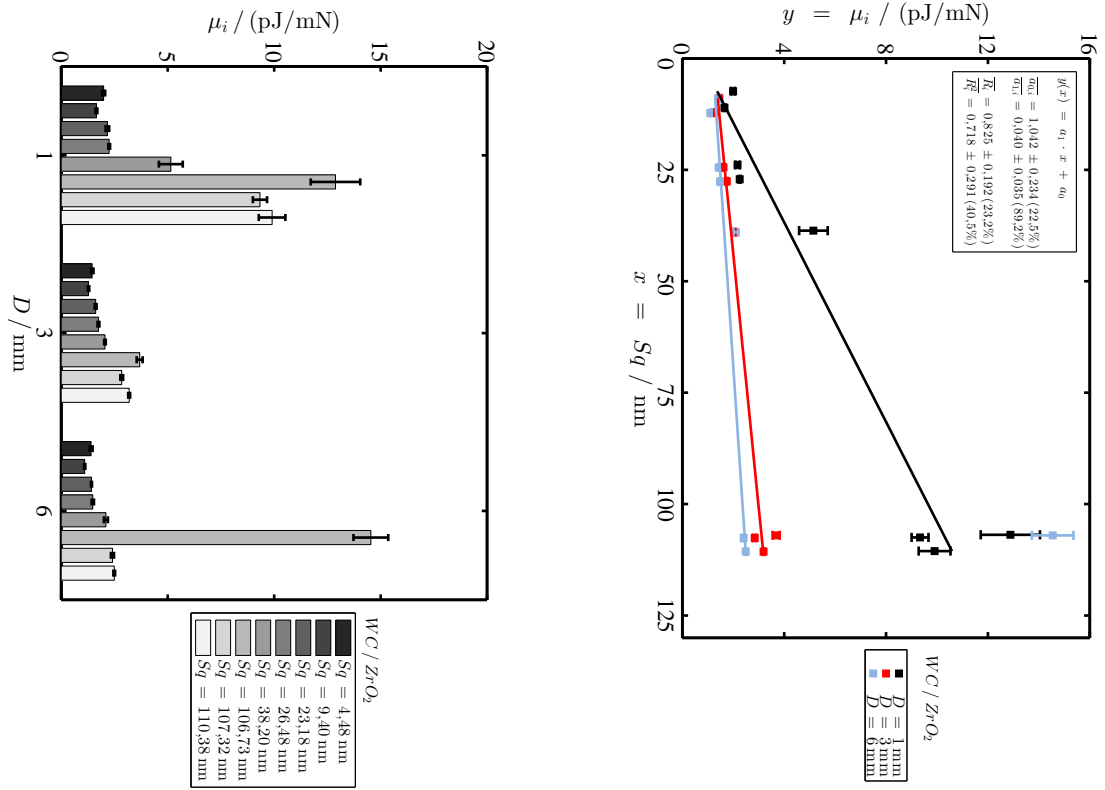


Abbildung C.11: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von WC / ZrO₂. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

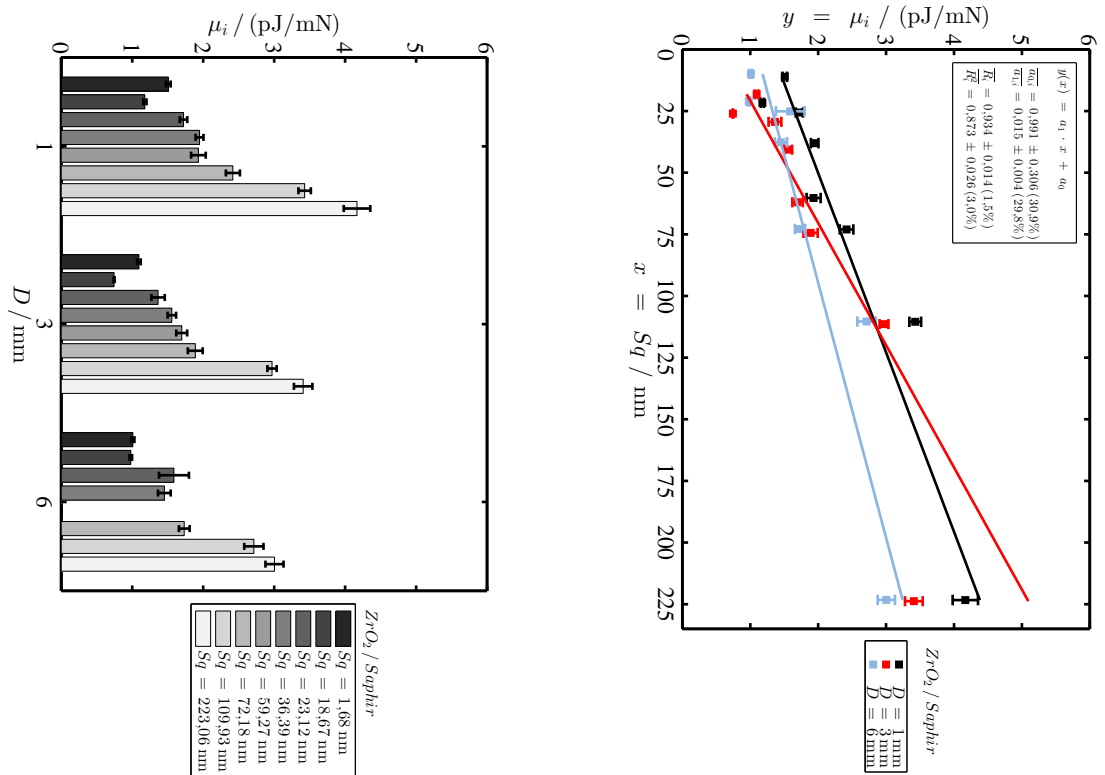


Abbildung C.12: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten CoIH von ZrO₂ / Saphir. Rechts: CoIH als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

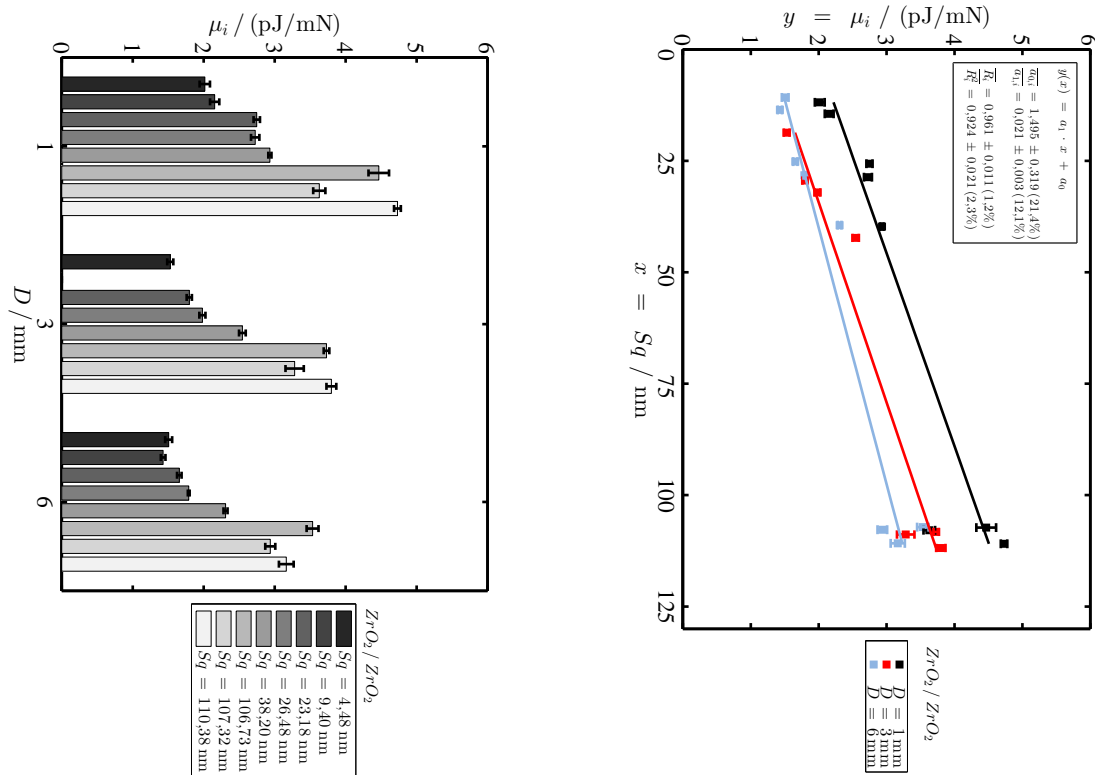


Abbildung C.14: Links: Übersicht der Hysteresekoeffizienten $CoIH$ von ZrO_2 / ZrO_2 . Rechts: $CoIH$ als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

D vollständige Messergebnisse: MT

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse der Gleitreibungsmessungen dargestellt, die mit dem MT gemessen wurden. Dies beinhaltet die Tabellen D.1 und D.2, welche die Gleitreibungskoeffizienten bzw. die dazugehörigen Standardabweichungen der jeweiligen Probenpaarung enthalten. Außerdem sind die tabellarisch gegebenen Ergebnisse in den nachfolgenden Diagrammen veranschaulicht.

Tabelle D.1: Übersicht der gemessenen Gleitreibungskoeffizienten CoF .

CoF [o.E.]																				
Ebenen	Kugel	Saphir						Zirkonoxid			Wolframcarbid			100Cr6			Aluminiumoxid			
		RMS	Durchmesser		Problemname		Sa_P1		Sa_P2		Sa_P3		Sa_P4		Sa_P5		Sa_P6		Sa_P7	
		Roughness	1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	10,98 mm	18,12 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	7,86 mm	12,29 mm	9,98 mm	9,39 mm	6,19 mm	5,91 mm	8,46 mm	
Saphir	109,93 mm	Sa_P1	0,165	0,161		0,167				0,164	0,174	0,167				0,168	0,159	0,174		
	1,68 mm	Sa_P2	0,164	0,267		0,288				0,136	0,195	0,239				0,160	0,200	0,335		
	18,67 mm	Sa_P4	0,248	0,233		0,290				0,192	0,244	0,284				0,186	0,221	0,265		
	223,06 mm	Sa_P5	0,199	0,179		0,211				0,179	0,188	0,192				0,208	0,183	0,196		
	72,18 mm	Sa_P6	0,173	0,162		0,177				0,170	0,200	0,195				0,174	0,176	0,196		
	36,40 mm	Sa_P7	0,172	0,177		0,177				0,167	0,213	0,194				0,183	0,182	0,190		
	23,12 mm	Sa_P8	0,199	0,219		0,215				0,296	0,231	0,244				0,204	0,235	0,202		
	59,27 mm	Sa_P9	0,174	0,172		0,179				0,181	0,234	0,186				0,175	0,185	0,185		
	322,50 mm	Sa_P0																		
	4,48 mm	ZrO2_P0 Gf4								0,160	0,147	0,226	0,441	0,163	0,168				0,141	0,140
Zirkonoxid + 5% Yttriumoxid	9,40 mm	ZrO2_P1							0,133	0,191	0,130	0,151	0,157	0,128	0,123	0,133	0,130	0,135		
	106,73 mm	ZrO2_P3							0,176	0,153	0,145	0,214	0,218	0,192	0,165	0,173	0,176			
	26,48 mm	ZrO2_P4							0,169	0,155	0,144	0,169	0,184	0,160	0,140	0,149	0,147	0,147		
	23,18 mm	ZrO2_P5							0,164	0,153	0,153	0,165	0,202	0,164	0,149	0,140	0,141			
	38,20 mm	ZrO2_P6							0,233	0,224	0,231	0,758	0,469	0,382	0,225	0,259	0,243	0,243		
	107,32 mm	ZrO2_P7							0,209	0,208	0,208	0,636	0,343	0,298	0,189	0,204	0,193	0,193		
	110,38 mm	ZrO2_P8							0,194	0,185	0,179	0,563	0,212	0,216	0,147	0,165	0,164			
	5,80 mm	WC_P1										0,179	0,503	0,207		0,364	0,195	0,234		
	16,67 mm	WC_P2										0,217	0,218	0,225		0,271	0,204	0,212		
	31,28 mm	WC_P3										0,295	0,281	0,254		0,308	0,269	0,238		
Wolframcarbid	29,06 mm	WC_P4										0,210	0,219	0,207		0,226	0,209	0,198		
	34,22 mm	WC_P5										0,239	0,238	0,210		0,187	0,176	0,183		
	49,69 mm	WC_P6										0,223	0,244	0,210		0,236	0,216	0,203		
	107,17 mm	WC_P7										0,194	0,186	0,170		0,197	0,182	0,167		
	105,86 mm	WC_P8										0,199	0,193	0,176		0,193	0,185	0,179		
	5,47 mm	100Cr6_P1													0,578	0,523	0,580			
	9,96 mm	100Cr6_P2													0,560	0,622	0,615			
	30,97 mm	100Cr6_P3													0,665	0,651	0,610			
	32,11 mm	100Cr6_P4													0,616	0,622	0,627			
	29,15 mm	100Cr6_P5													0,575	0,602	0,664			
100Cr6	46,08 mm	100Cr6_P6													0,573	0,657	0,492			
	118,02 mm	100Cr6_P7													0,569	0,546	0,640			
	118,73 mm	100Cr6_P8													0,612	0,500	0,606			

Tabelle D.2: Übersicht der Standardabweichungen der gemessenen Gleitreibungskoeffizienten CoF .

Standardabweichung von CoF [o.E.]																			
Kugel	Saphir					Zirkonoxid			Wolframcarbid			100Cr6			Aluminiumoxid				
	Durchmesser					Kugel			Kugel			Kugel			Kugel				
	1,00 mm	2,00 mm	3,00 mm	4,00 mm	5,00 mm	10,98 mm	18,12 mm	9,80 mm	5,84 mm	7,75 mm	7,86 mm	12,29 mm	9,98 mm	9,39 mm	6,19 mm	5,91 mm	8,46 mm		
Ebenen	Probeiname	Sa_H1	Sa_H2	Sa_H2a	Sa_H3	Sa_H3a	ZrO2_H1	ZrO2_H2	ZrO2_H3	WC_H1	WC_H2	WC_H3	100Cr6_H1	100Cr6_H2	100Cr6_H3	Al2O3_H1	Al2O3_H2	Al2O3_H3	
	109,93 nm	0,004	0,006		0,010					0,004	0,005	0,008				0,005	0,010	0,003	
	1,68 nm	0,003	0,030		0,029					0,002	0,021	0,099				0,006	0,012	0,032	
	18,67 nm	0,024	0,012		0,059					0,007	0,017	0,019				0,003	0,020	0,025	
	223,06 nm	0,009	0,014		0,019					0,009	0,005	0,020				0,008	0,016	0,012	
	72,18 nm	0,007	0,005		0,008					0,003	0,008	0,019				0,008	0,008	0,009	
	36,40 nm	0,004	0,005		0,003					0,004	0,006	0,016				0,004	0,005	0,009	
	23,12 nm	0,009	0,008		0,011					0,032	0,007	0,018				0,005	0,017	0,019	
	59,27 nm	Sa_P9	0,007	0,006		0,005				0,005	0,011	0,007				0,005	0,005	0,010	
	32,50 nm	Sa_P0																	
Saphir	4,48 nm	ZrO2_P0 GF4								0,013	0,017	0,022	0,046	0,002	0,012		0,004	0,002	0,001
	9,40 nm	ZrO2_P1								0,004	0,023	0,002	0,010	0,013	0,006		0,002	0,003	0,001
	106,73 nm	ZrO2_P3								0,010	0,003	0,006	0,017	0,011	0,012		0,007	0,012	0,013
	26,48 nm	ZrO2_P4								0,005	0,004	0,004	0,005	0,006	0,003		0,002	0,004	0,002
	23,18 nm	ZrO2_P5								0,005	0,002	0,003	0,005	0,012	0,002		0,005	0,003	0,002
	38,20 nm	ZrO2_P6								0,022	0,029	0,045	0,013	0,065	0,033		0,017	0,042	0,030
	107,32 nm	ZrO2_P7								0,021	0,013	0,013	0,123	0,030	0,037		0,009	0,025	0,015
	110,38 nm	ZrO2_P8								0,010	0,005	0,005	0,072	0,013	0,018		0,012	0,018	0,015
	5,80 nm	WC_P1								0,008	0,046	0,009				0,037	0,014	0,020	
	16,67 nm	WC_P2								0,014	0,011	0,012				0,035	0,008	0,012	
Wolframcarbid	31,28 nm	WC_P3								0,017	0,016	0,006				0,026	0,025	0,013	
	29,06 nm	WC_P4								0,004	0,007	0,010				0,009	0,010	0,003	
	34,22 nm	WC_P5								0,015	0,008	0,011				0,017	0,013	0,007	
	49,69 nm	WC_P6								0,007	0,008	0,014				0,009	0,015	0,007	
	107,17 nm	WC_P7								0,007	0,006	0,008				0,006	0,008	0,004	
	105,86 nm	WC_P8								0,009	0,004	0,008				0,006	0,005	0,005	
	5,47 nm	100Cr6_P1														0,021	0,033	0,040	
	9,96 nm	100Cr6_P2														0,008	0,023	0,009	
	30,97 nm	100Cr6_P3														0,039	0,024	0,035	
	32,11 nm	100Cr6_P4														0,044	0,056	0,044	
100Cr6	29,15 nm	100Cr6_P5														0,012	0,072	0,045	
	46,08 nm	100Cr6_P6														0,054	0,024	0,124	
	118,02 nm	100Cr6_P7														0,079	0,062	0,090	
	118,73 nm	100Cr6_P8														0,039	0,013	0,050	

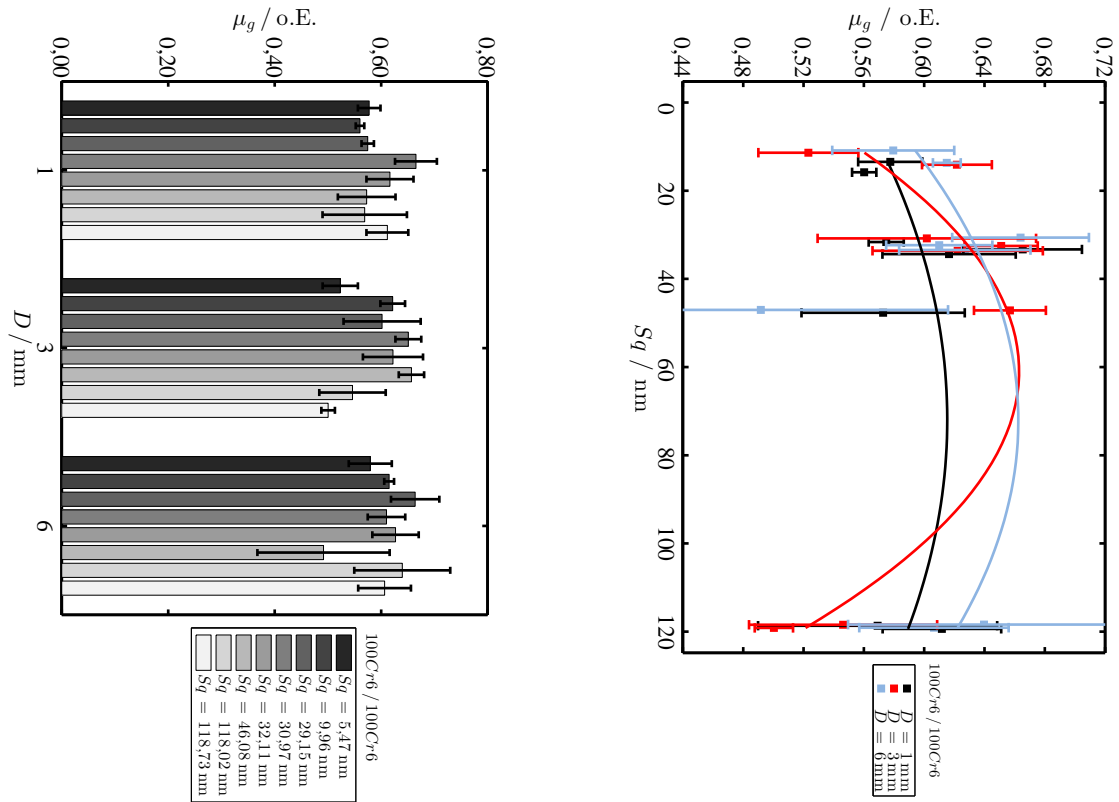


Abbildung D.1: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

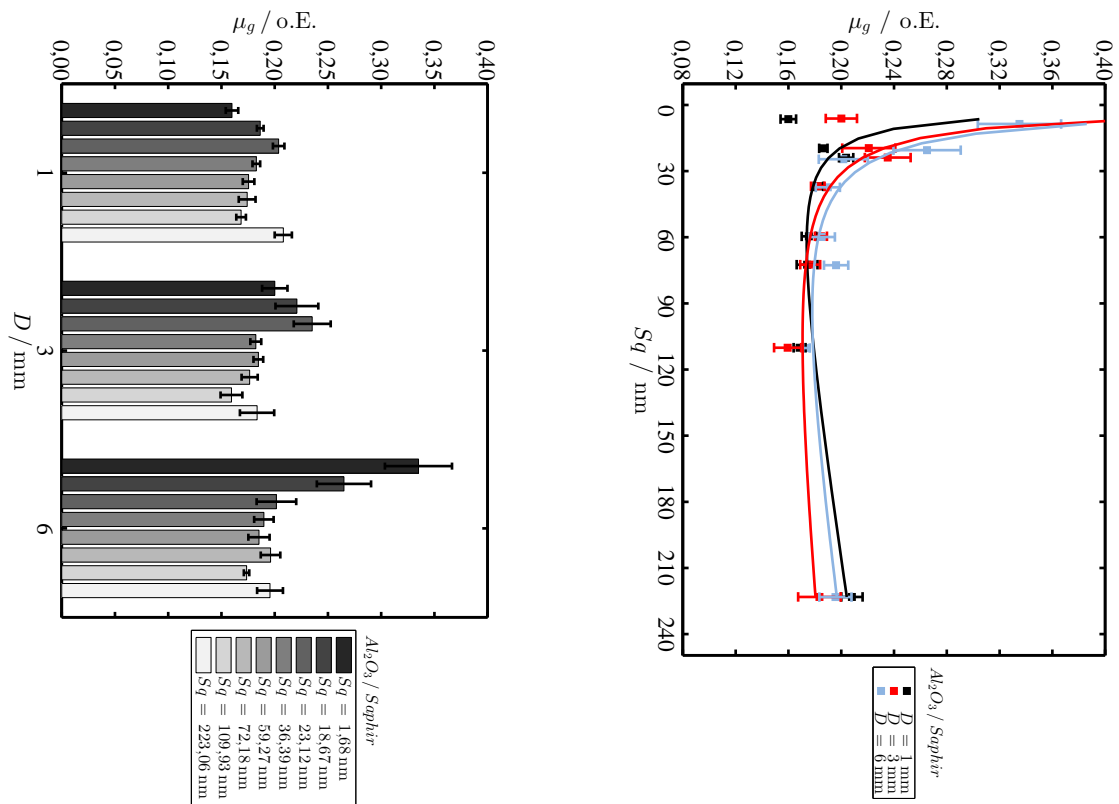


Abbildung D.2: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von Al_2O_3 / Saphir. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

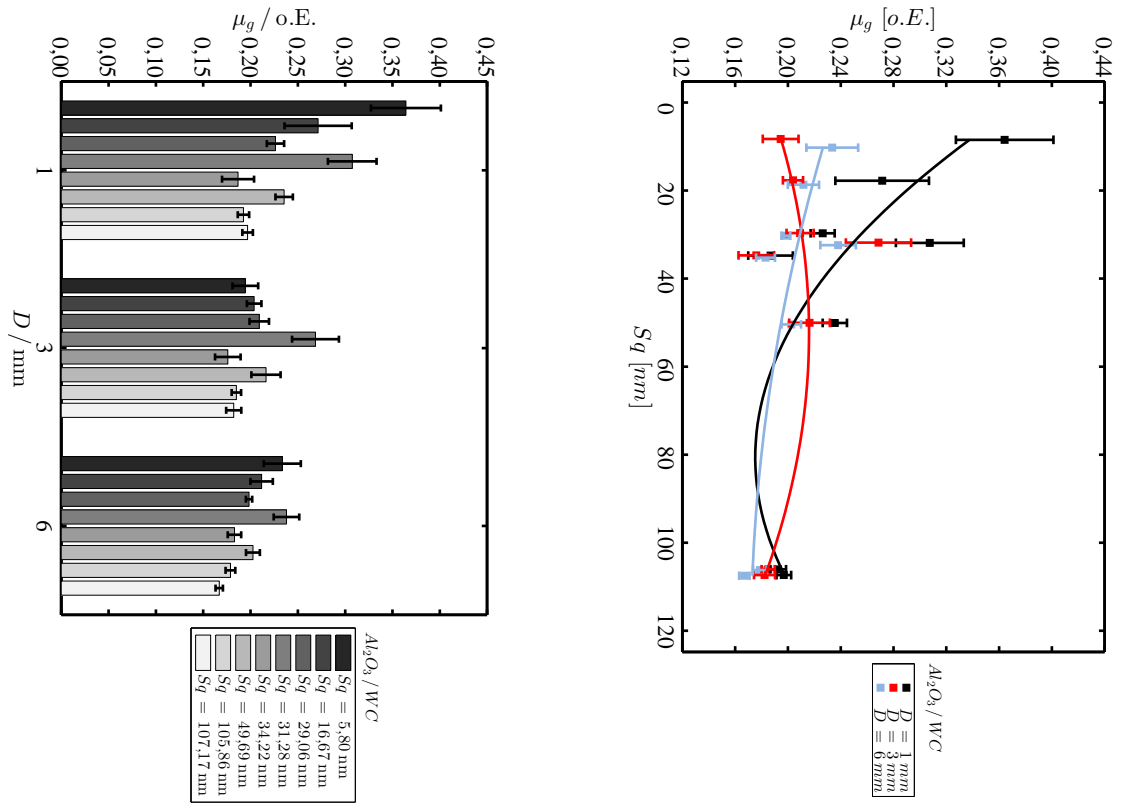


Abbildung D.3: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{WC}$. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

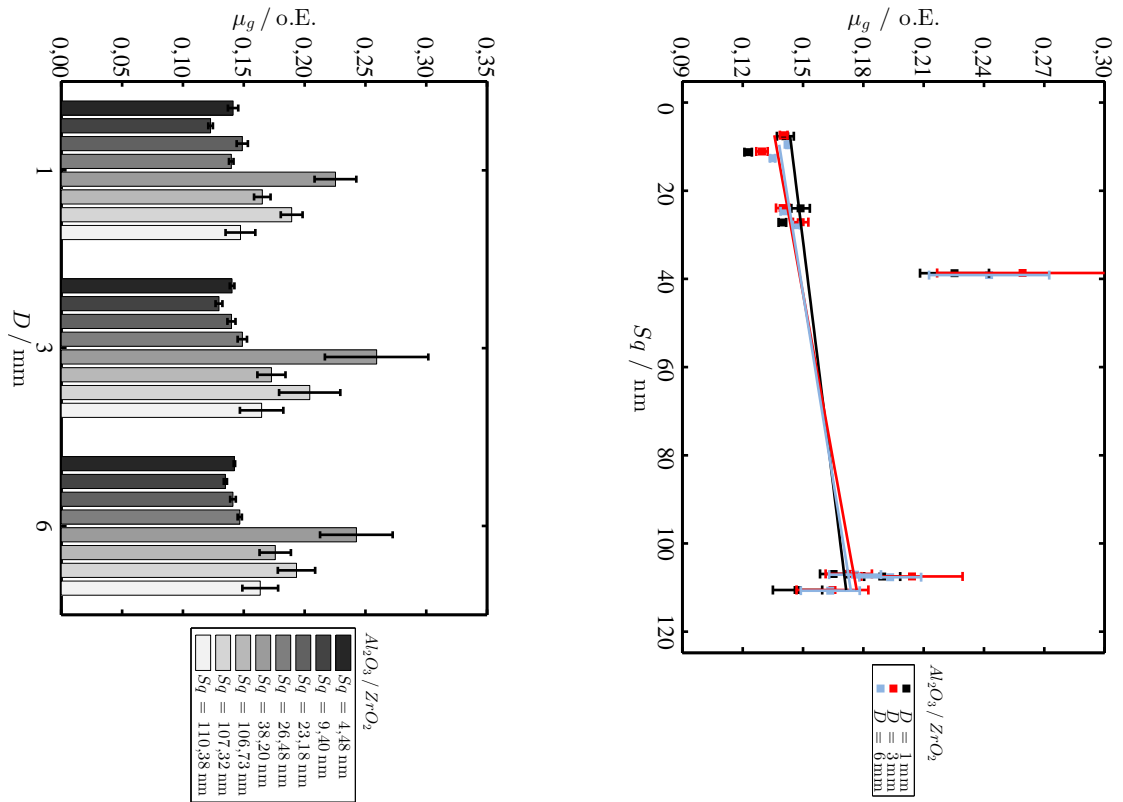


Abbildung D.4: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{ZrO}_2$. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

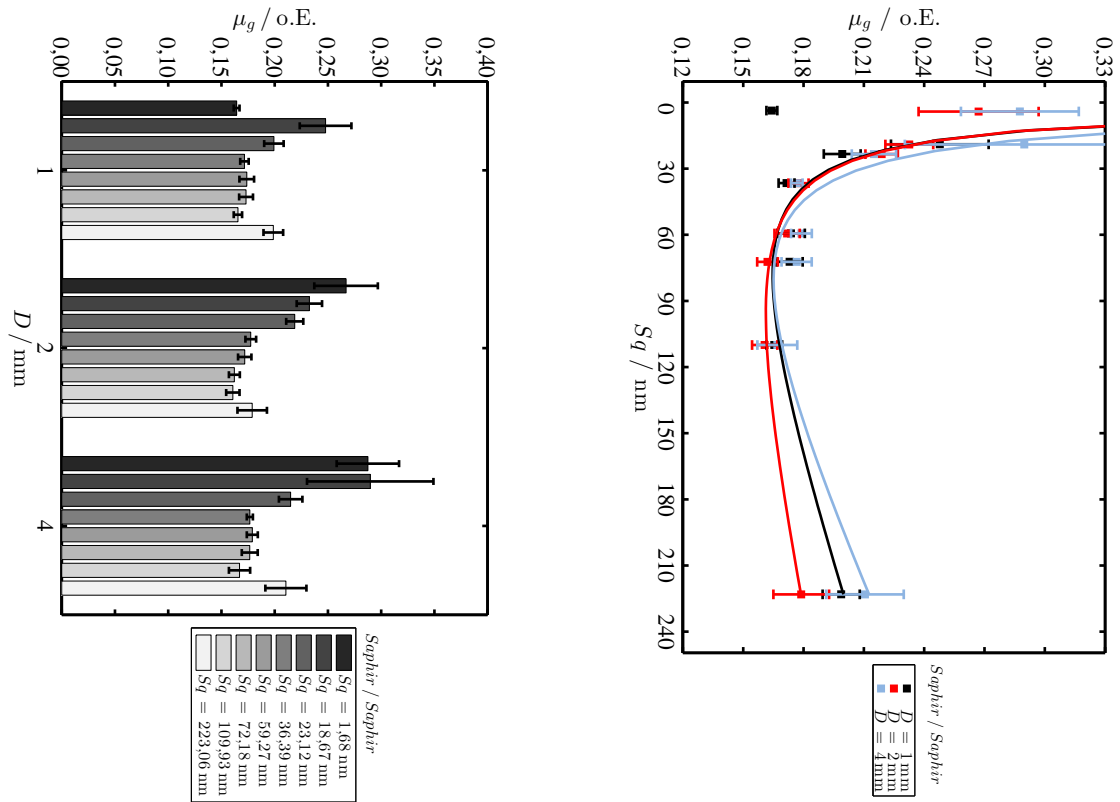


Abbildung D.5: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von Saphir / Saphir. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

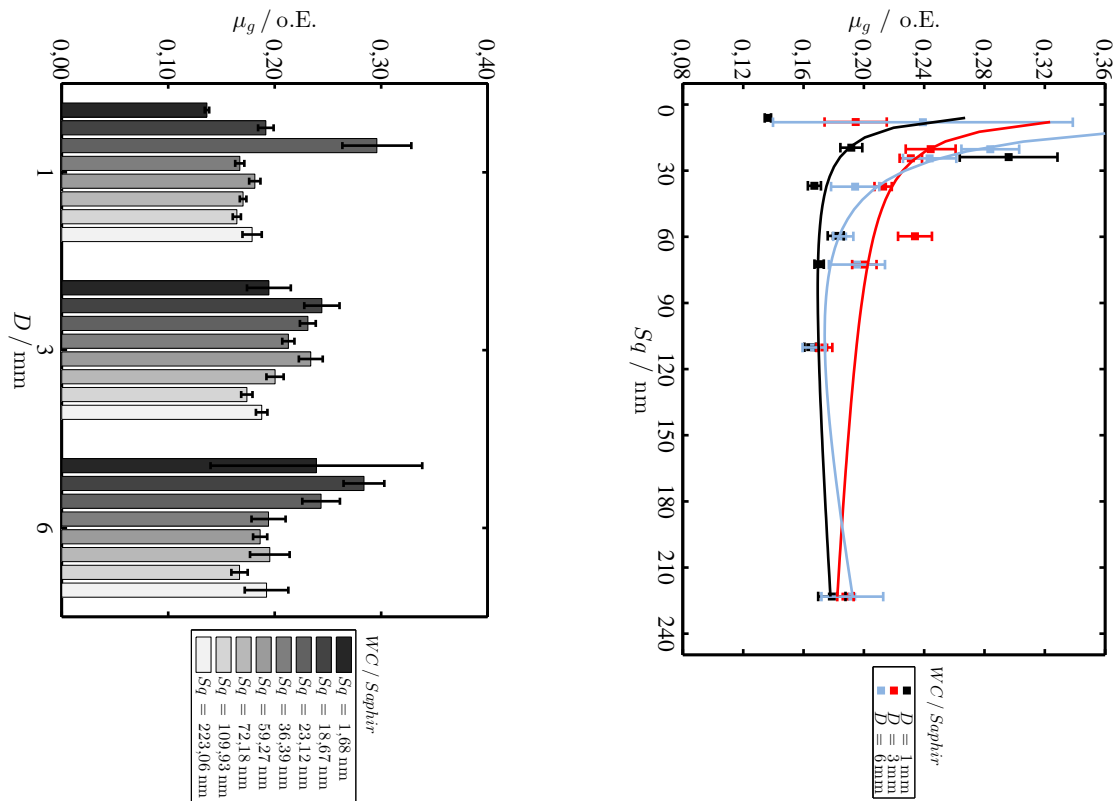


Abbildung D.6: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von WC / Saphir. Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

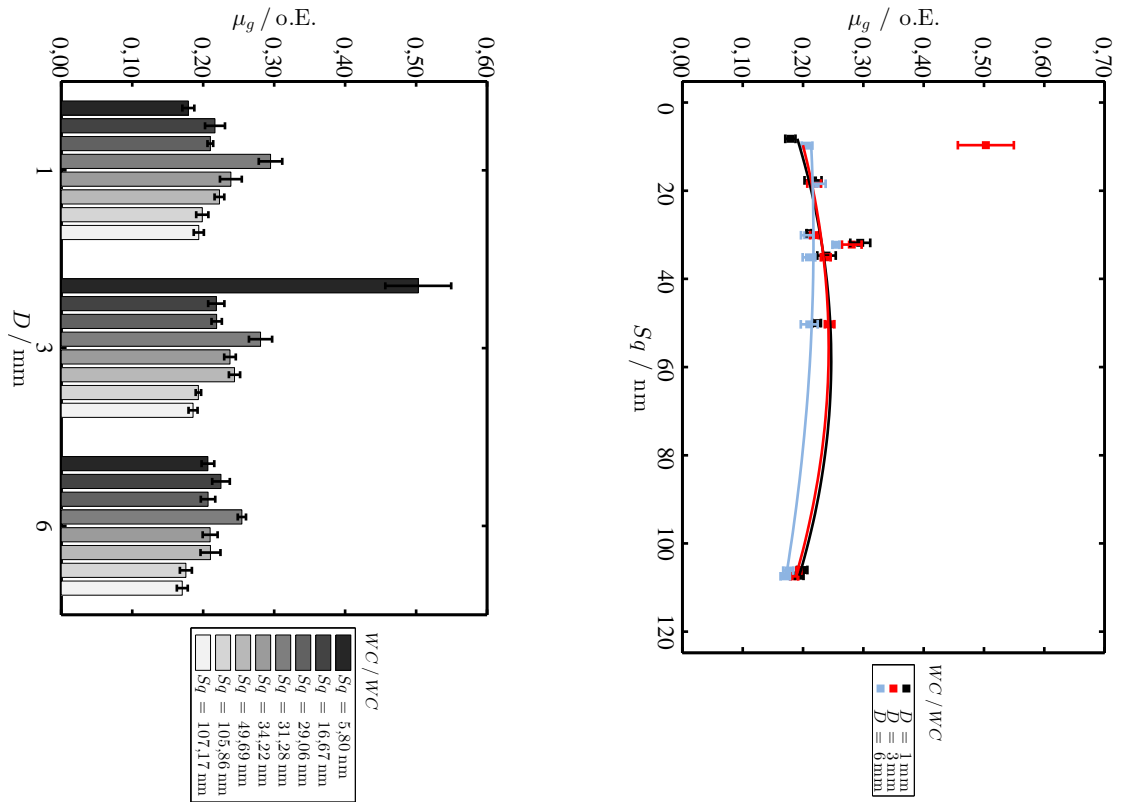


Abbildung D.7: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von WC / WC.
Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

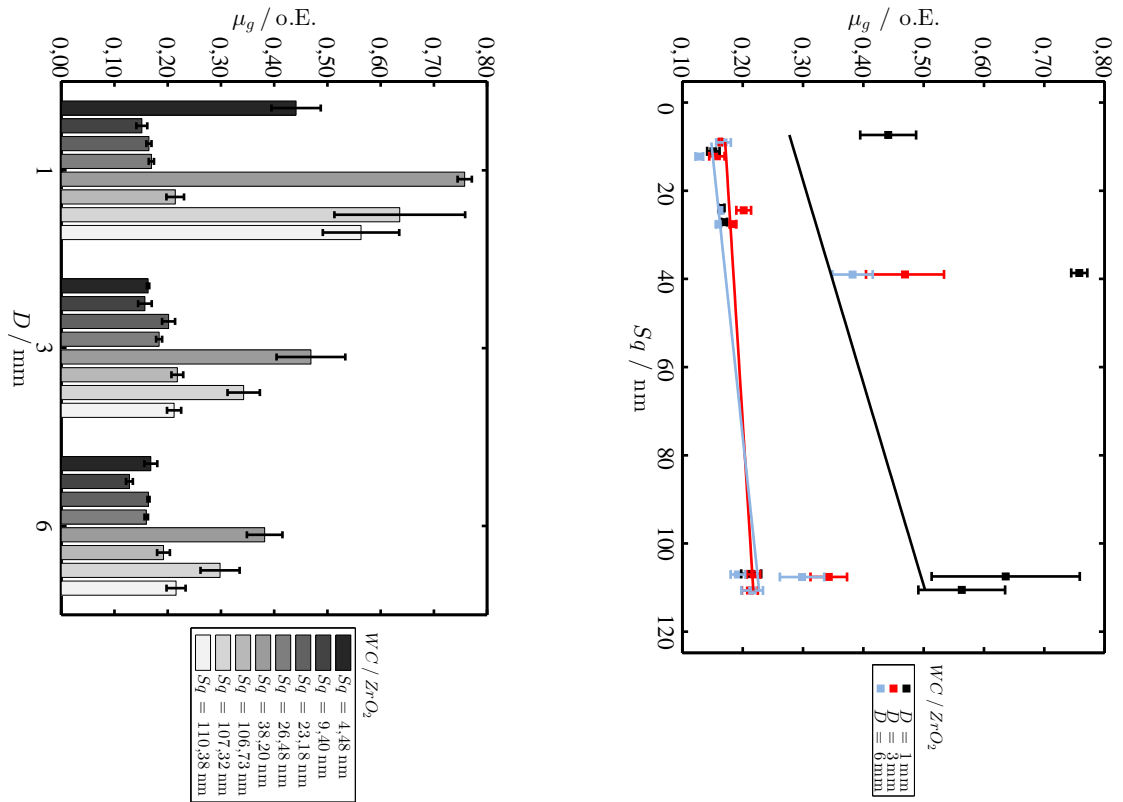


Abbildung D.8: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von WC / ZrO₂.
Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

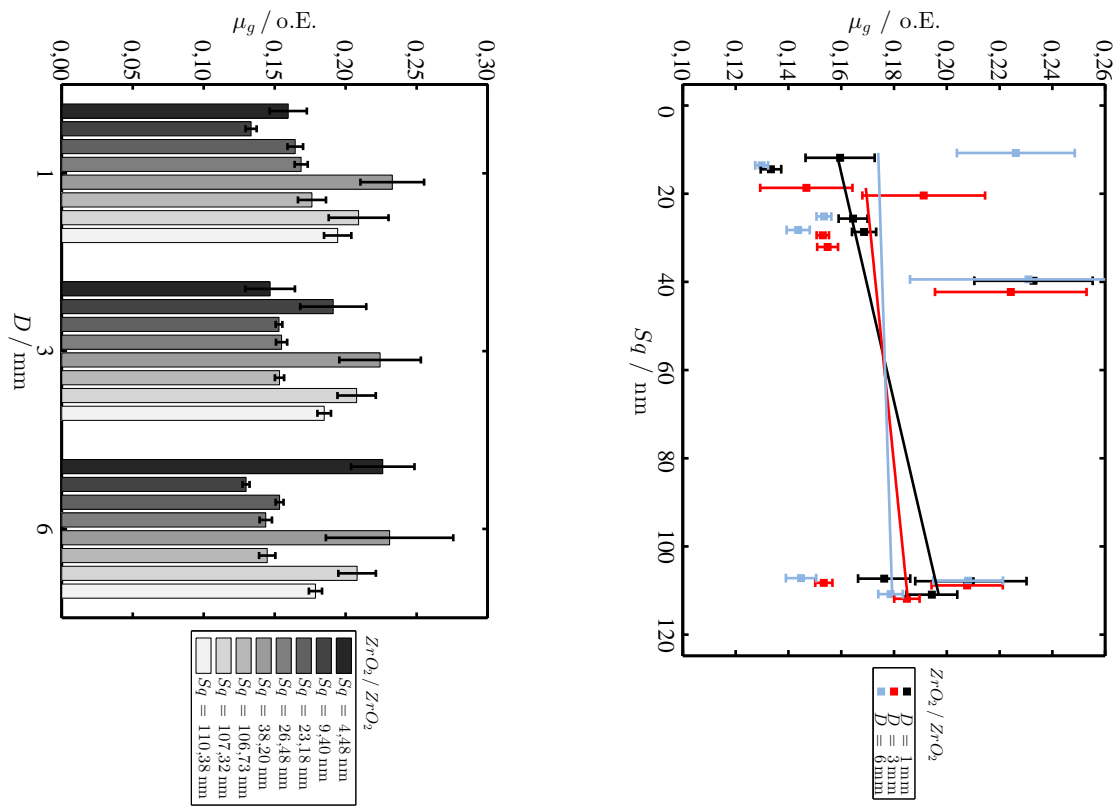


Abbildung D.9: Links: Übersicht der Reibungskoeffizienten von ZrO_2 / ZrO_2 . Rechts: Reibungskoeffizient als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

E vollständige Messergebnisse: GLPS

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse zusammengestellt, die mit dem GLPS gemessen wurden. Die nachfolgenden Diagramme zeigen die Positions- und Geschwindigkeits-Schleppfehler der untersuchten Materialpaarungen in Abhängigkeit von Rauheit und Kugeldurchmesser. Es werden jeweils ein Bargraph zur Übersicht über die gesamte Messung sowie ein Diagramm des jeweiligen Schleppfehlers in Abhängigkeit des Rauheitsparameters S_q , einschließlich Trendlinie, dargestellt.

Materialpaarung: 100Cr6 / 100Cr6

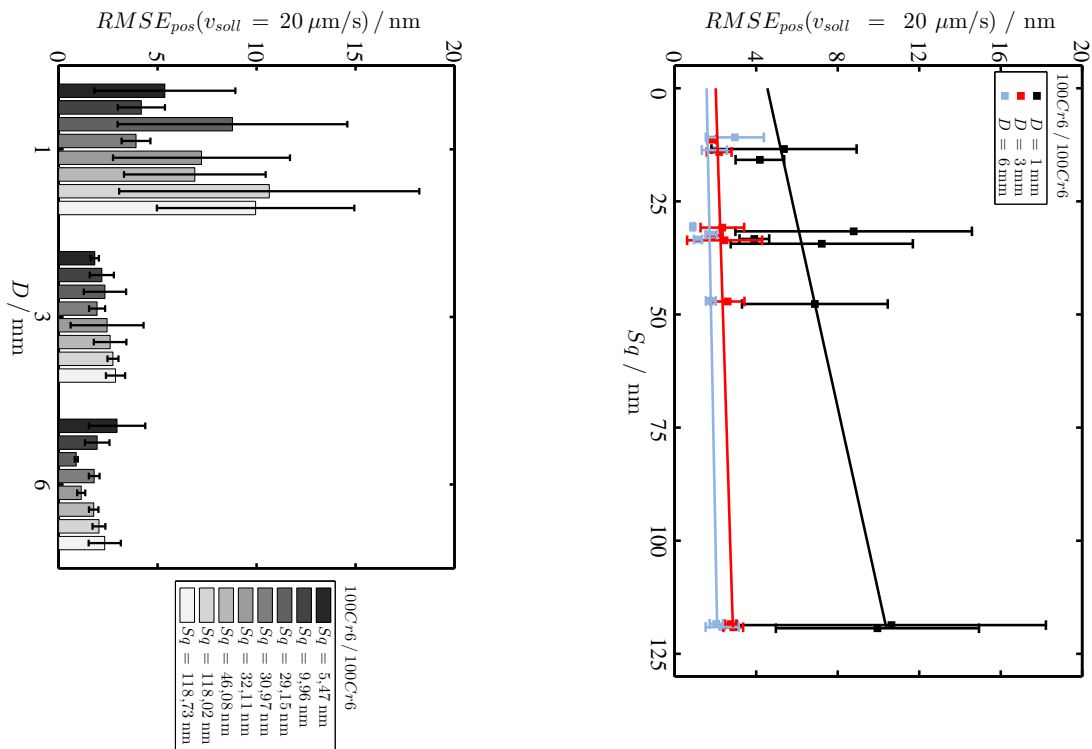


Abbildung E.1: Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

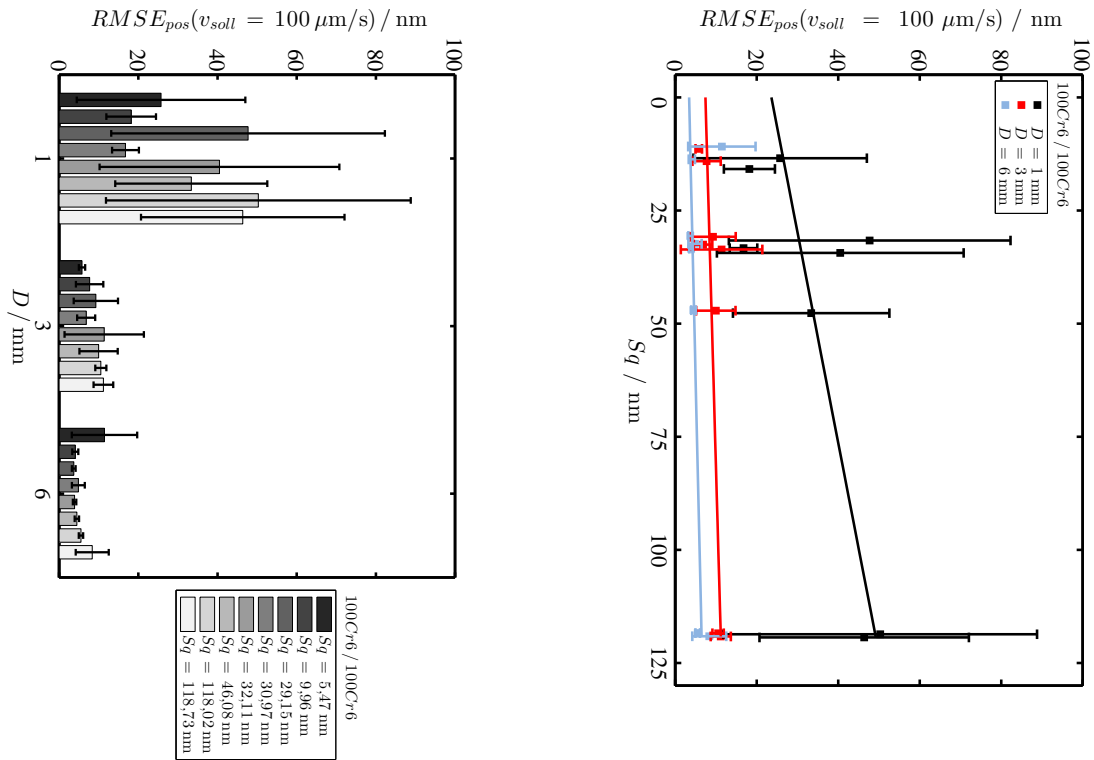


Abbildung E.2: Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von $100\text{Cr6} / 100\text{Cr6}$. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

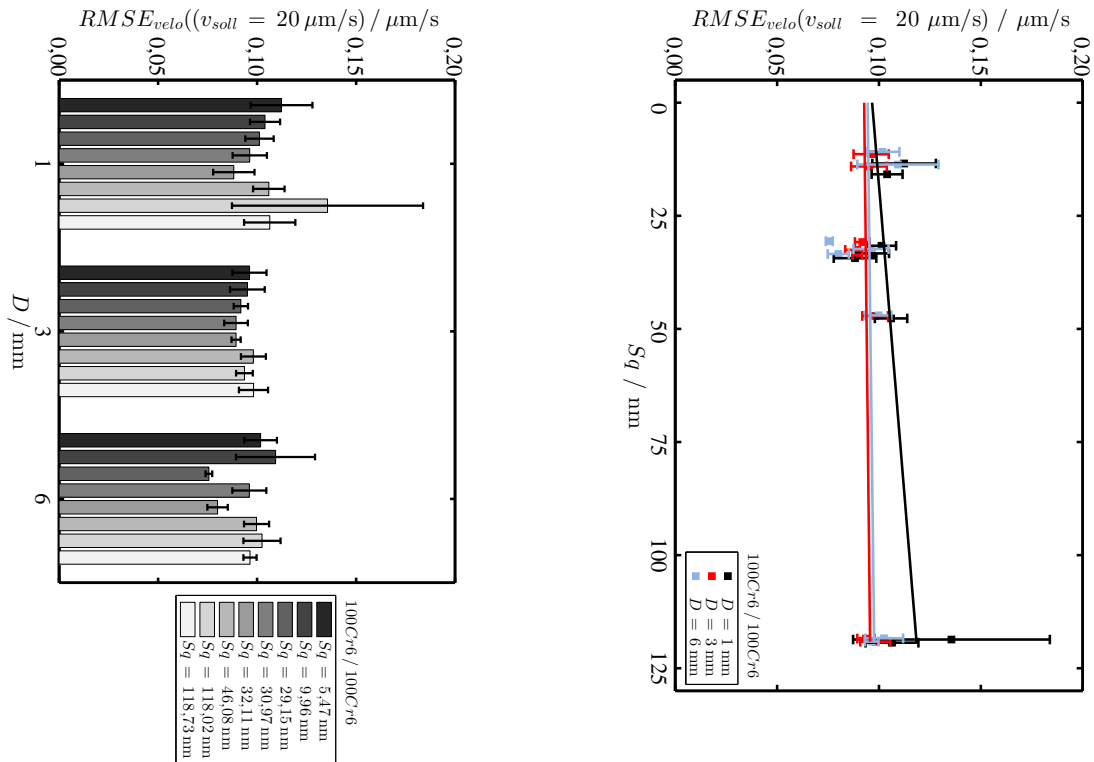


Abbildung E.3: Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von $100\text{Cr6} / 100\text{Cr6}$. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

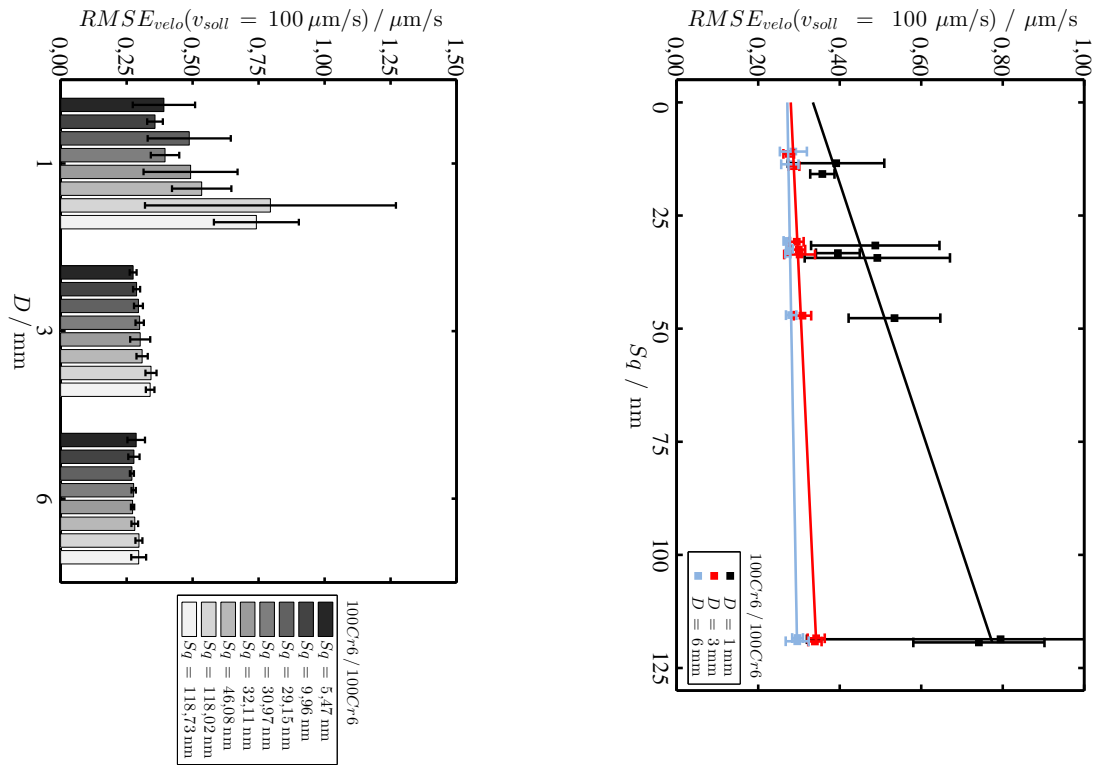


Abbildung E.4: Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von 100Cr6 / 100Cr6. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

Materialpaarung: Saphir / Saphir

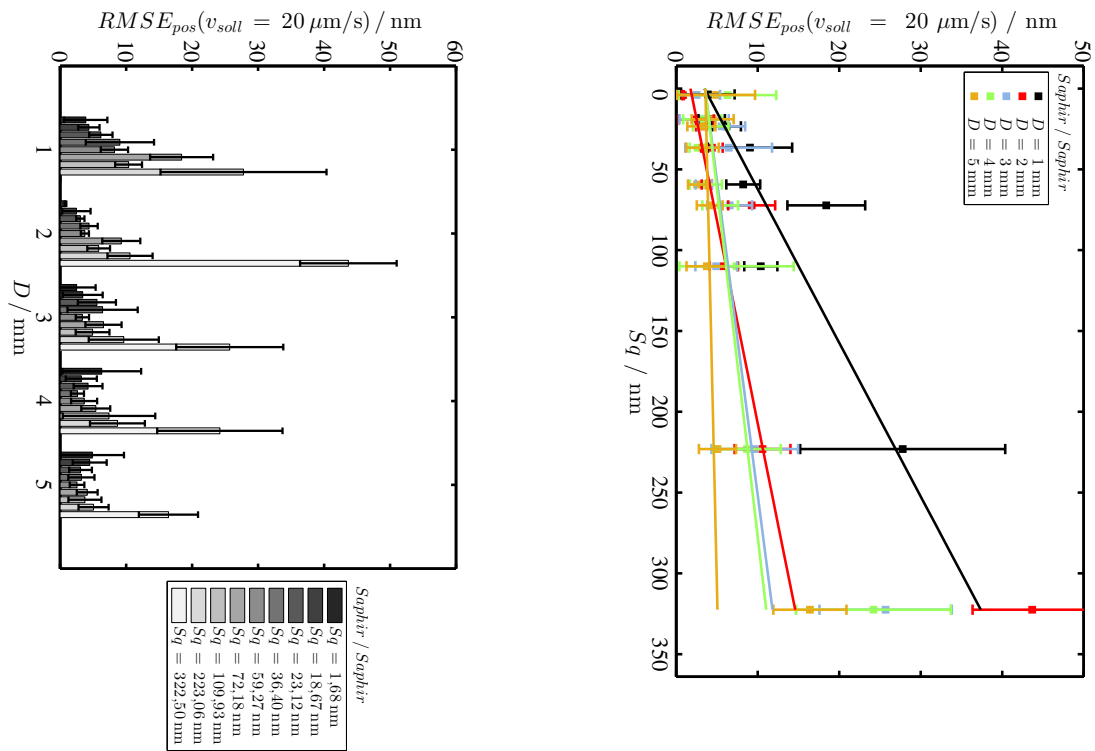


Abbildung E.5: Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

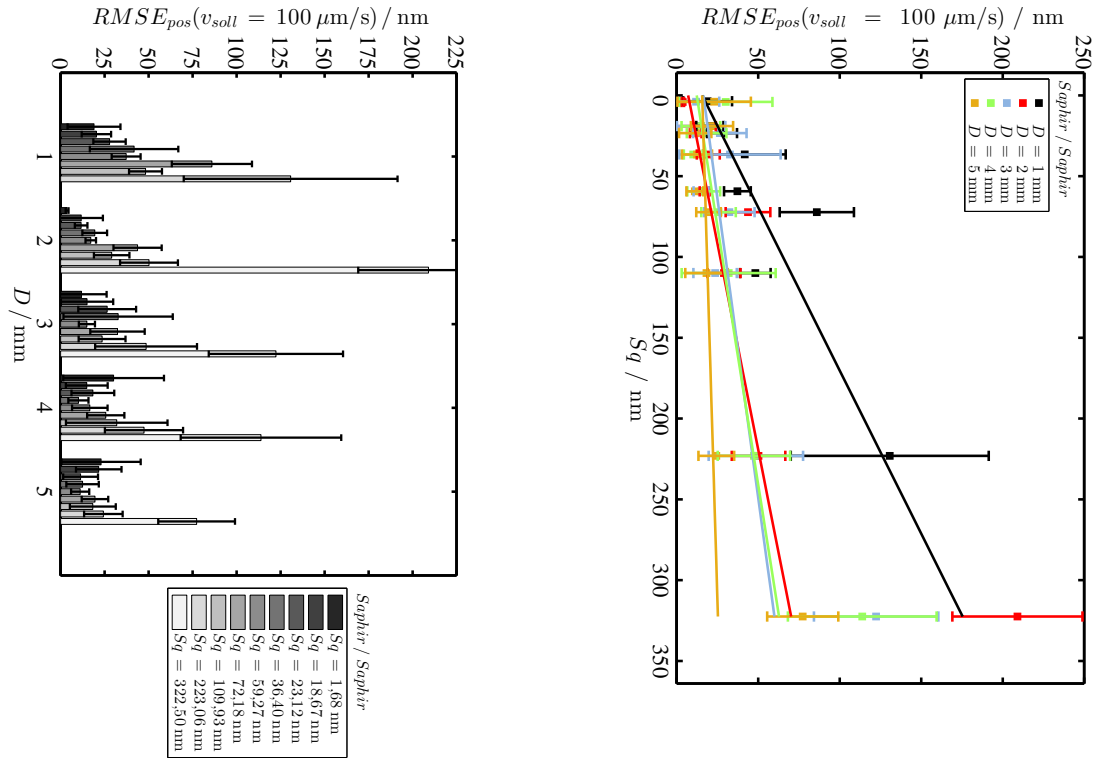


Abbildung E.6: Links: Übersicht der Positionsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

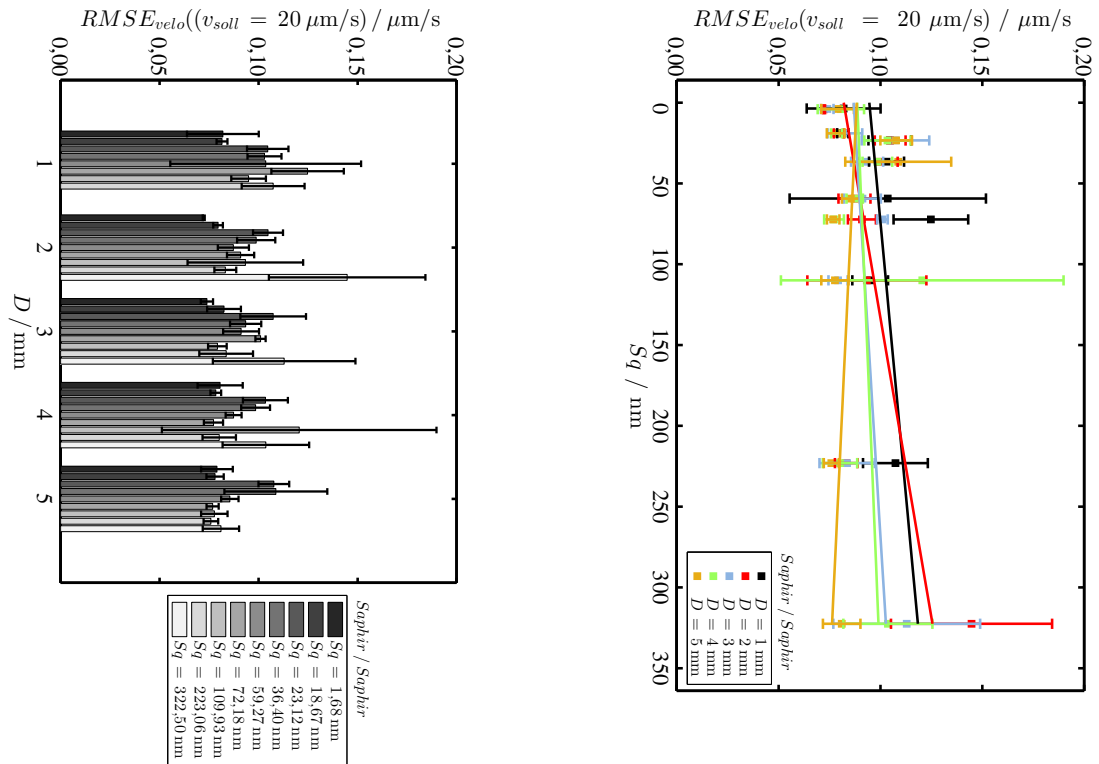


Abbildung E.7: Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 20 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

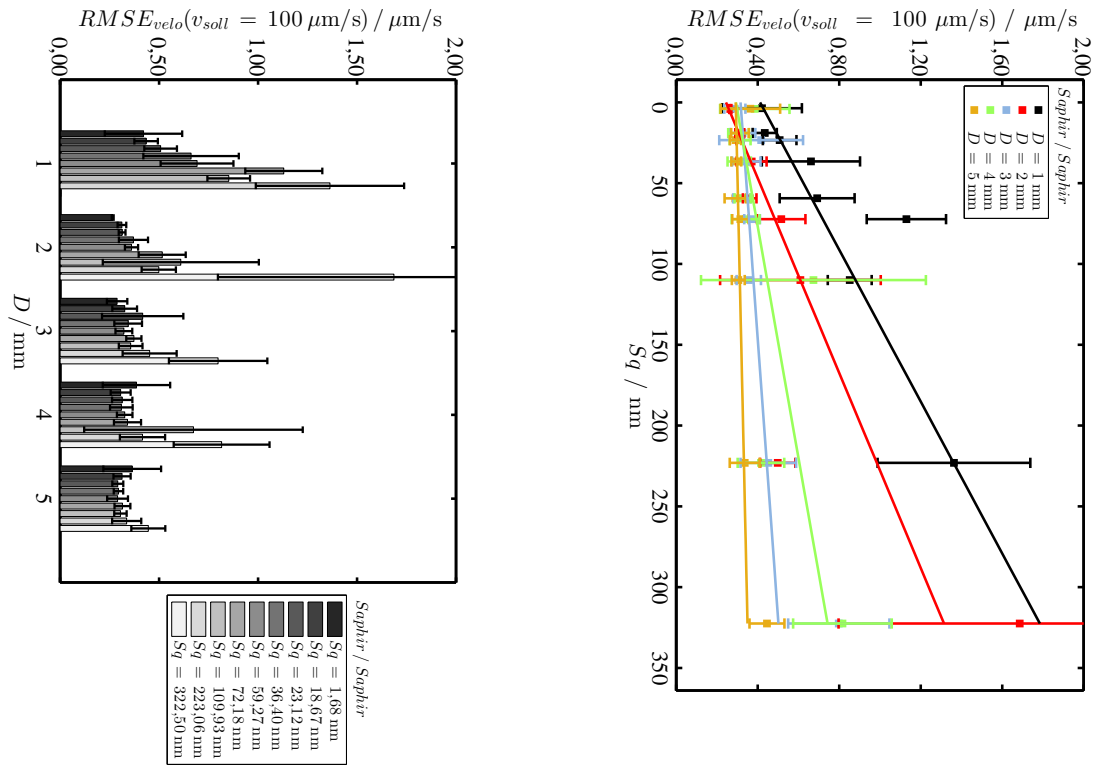


Abbildung E.8: Links: Übersicht der Geschwindigkeitsschleppfehler bei $v = 100 \mu\text{m/s}$ von Saphir / Saphir. Rechts: Schleppfehler als Funktion von S_q mit Ausgleichskurve.

F Oberflächenrauheit

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Rauheitsmessungen präsentiert. Details zum Aufbau und zur Vorgehensweise befinden sich in Abschn. 5.3.1 „Messung der Oberflächenrauheit“. Den Probentypen entsprechend, sind die Ergebnisse der ebenen Proben bzw. der Kugeln in zwei Abschnitte F.1 und F.2 unterteilt. Zur Information sind in Tab. F.1 die verwendeten 3D-Rauheitsparameter beschrieben.

Tabelle F.1: Beschreibung der 3D-Rauheitsparameter. Alle Parameter beziehen sich auf ein Höhenprofil, welches über einer zweidimensionalen Scan-Ebene gemessen und Hochpass-gefiltert wurde.

Symbol	Bezeichnung	Beschreibung
S_q	quadratischer Mittenrauwert	mittlere quadratische Abweichung des Rauheitsprofils
S_{ds}	Spitzendichte	mittlere Anzahl von Spitzen / Erhebungen pro Fläche
S_{sc}	mittlere Krümmung	mittlere Krümmung der Spitzen / Erhebungen des Rauheitsprofils
$S_{\Delta q}$	mittlerer quadratischer Anstieg	mittlerer quadratischer Anstieg des Rauheitsprofils
S_{sk}	Schiefe	ist ein Maß für die Symmetrie der Amplitudendichtekurve des Rauheitsprofils; Oberflächen mit negative Schiefe weisen plateauartige Bereiche auf, die von Gräben durchzogen sind; solche Oberflächen haben eine gute Tragfähigkeit
S_{ku}	Steilheit	ist ein Maß für die Steilheit der Amplitudendichtekurve des Rauheitsprofils; für normalverteilte Rauheitsprofile ist $S_{ku} = 3$; für Profile mit ausgeprägten Spitzen ist $S_{ku} > 3$

F.1 Oberflächenrauheit der ebenen Proben

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Rauheitsmessung für die ebenen Proben präsentiert. Dies schließt die tabellarische Angabe der Rauheitsparameter sowie eine dreidimensionale Darstellung der jeweils glattesten und rausten Probe, gemessen am quadratischen Mittenrauwert S_q , des jeweiligen Materials ein.

Rauheit der ebenen 100Cr6–Proben

Die Abbildungen F.1 bzw. F.2 zeigen das 3D–Rauheitsprofil der glattesten bzw. rauesten 100Cr6–Probe, gemessen an S_q . Tabelle F.2 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter aller 100Cr6–Proben.

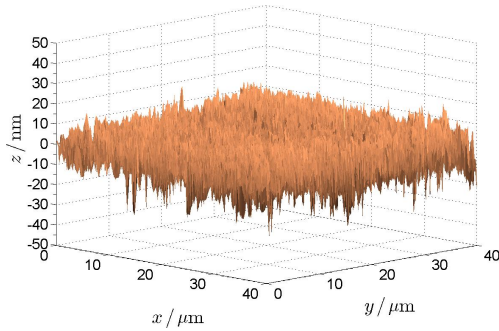


Abbildung F.1: 3D–Rauheitsprofil der an S_q gemessenen glattesten 100Cr6–Ebene (100Cr6_P1).

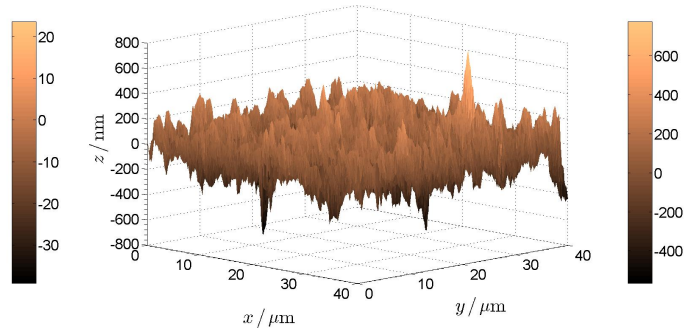


Abbildung F.2: 3D–Rauheitsprofil der an S_q gemessenen rauesten 100Cr6–Ebene (100Cr6_P8).

Tabelle F.2: Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus 100Cr6–Stahl.

Proben- bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q$ nm	$\overline{S_{ds}} \pm \Delta S_{ds}$ $1/\mu\text{m}^2$	$\overline{S_{sc}} \pm \Delta S_{sc}$ $1/\mu\text{m}$	$\overline{S_{\Delta q}} \pm \Delta S_{\Delta q}$ o.E.	$\overline{S_{sk}} \pm \Delta S_{sk}$ o.E.	$\overline{S_{ku}} \pm \Delta S_{ku}$ o.E.
100Cr6_P1	$5,47 \pm 0,32$	$2,70 \pm 0,11$	$0,27 \pm 0,02$	$0,034 \pm 0,003$	$-0,54 \pm 0,04$	$4,18 \pm 0,20$
100Cr6_P2	$9,96 \pm 1,45$	$2,61 \pm 0,05$	$0,46 \pm 0,00$	$0,059 \pm 0,005$	$-1,21 \pm 1,29$	$11,12 \pm 8,73$
100Cr6_P3	$30,97 \pm 4,92$	$2,02 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,14$	$0,157 \pm 0,018$	$0,22 \pm 0,14$	$6,83 \pm 0,51$
100Cr6_P4	$32,11 \pm 2,97$	$1,73 \pm 0,20$	$0,89 \pm 0,10$	$0,147 \pm 0,001$	$0,25 \pm 0,07$	$3,34 \pm 0,10$
100Cr6_P5	$29,15 \pm 2,26$	$1,95 \pm 0,15$	$0,91 \pm 0,13$	$0,148 \pm 0,005$	$0,18 \pm 0,54$	$6,05 \pm 1,10$
100Cr6_P6	$46,08 \pm 1,52$	$1,54 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,12$	$0,196 \pm 0,009$	$0,44 \pm 0,13$	$4,15 \pm 1,04$
100Cr6_P7	$118,02 \pm 5,27$	$1,17 \pm 0,14$	$1,82 \pm 0,62$	$0,346 \pm 0,018$	$0,31 \pm 0,16$	$3,03 \pm 0,11$
100Cr6_P8	$118,73 \pm 0,12$	$1,57 \pm 0,05$	$2,97 \pm 0,07$	$0,408 \pm 0,006$	$0,09 \pm 0,08$	$3,84 \pm 0,04$

Rauheit der ebenen WC-Proben

Die Abbildungen F.3 bzw. F.4 zeigen das 3D-Rauheitsprofil der glattesten bzw. rausten WC-Probe, gemessen an S_q . Tabelle F.3 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter aller WC-Proben.

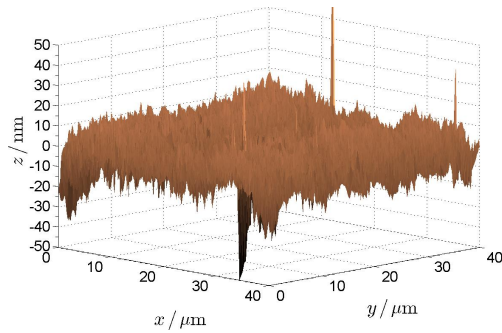


Abbildung F.3: 3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessenen glattesten WC-Ebene (WC_P1).

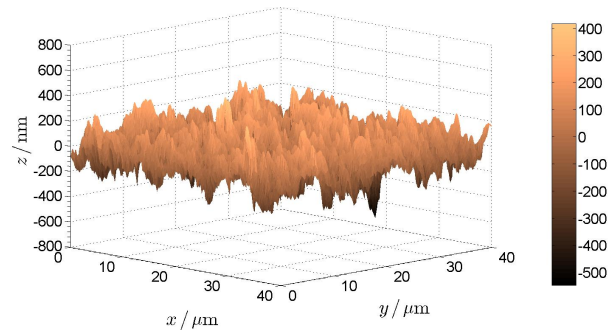


Abbildung F.4: 3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessenen rausten WC-Ebene (WC_P7).

Tabelle F.3: Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus WC.

Proben-bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q$ nm	$\overline{S_{ds}} \pm \Delta S_{ds}$ $1/\mu\text{m}^2$	$\overline{S_{sc}} \pm \Delta S_{sc}$ $1/\mu\text{m}$	$\overline{S_{\Delta q}} \pm \Delta S_{\Delta q}$ o.E.	$\overline{S_{sk}} \pm \Delta S_{sk}$ o.E.	$\overline{S_{ku}} \pm \Delta S_{ku}$ o.E.
WC_P1	$5,80 \pm 0,63$	$2,78 \pm 0,13$	$0,29 \pm 0,01$	$0,038 \pm 0,001$	$-0,66 \pm 0,53$	$7,24 \pm 4,83$
WC_P2	$16,67 \pm 0,51$	$2,84 \pm 0,24$	$1,10 \pm 0,21$	$0,123 \pm 0,009$	$1,17 \pm 0,58$	$11,01 \pm 3,47$
WC_P3	$31,28 \pm 0,16$	$1,89 \pm 0,11$	$1,13 \pm 0,10$	$0,150 \pm 0,008$	$0,00 \pm 0,22$	$4,01 \pm 0,54$
WC_P4	$29,06 \pm 0,07$	$1,55 \pm 0,19$	$0,70 \pm 0,14$	$0,125 \pm 0,012$	$0,00 \pm 0,28$	$5,53 \pm 1,99$
WC_P5	$34,22 \pm 0,69$	$1,53 \pm 0,04$	$0,78 \pm 0,04$	$0,157 \pm 0,002$	$0,05 \pm 0,05$	$4,44 \pm 0,19$
WC_P6	$49,69 \pm 1,80$	$1,42 \pm 0,04$	$0,95 \pm 0,05$	$0,209 \pm 0,009$	$0,43 \pm 0,58$	$7,63 \pm 3,27$
WC_P7	$107,17 \pm 4,88$	$1,03 \pm 0,00$	$1,08 \pm 0,05$	$0,303 \pm 0,013$	$-0,11 \pm 0,22$	$3,26 \pm 0,36$
WC_P8	$105,86 \pm 3,46$	$1,18 \pm 0,24$	$1,52 \pm 0,65$	$0,339 \pm 0,042$	$-0,12 \pm 0,08$	$3,41 \pm 0,08$

Rauheit der ebenen Zirkonoxid–Proben

Die Abbildungen F.5 bzw. F.6 zeigen das 3D–Rauheitsprofil der glattesten bzw. rausten ZrO_2 –Probe, gemessen an S_q . Tabelle F.4 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter aller ZrO_2 –Proben.

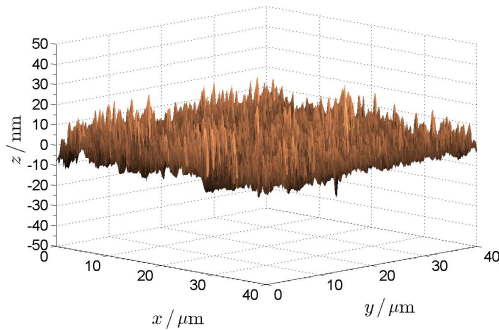


Abbildung F.5: 3D–Rauheitsprofil der an S_q gemessenen glattesten ZrO_2 –Ebene ($ZrO_2_P0_GF4$).

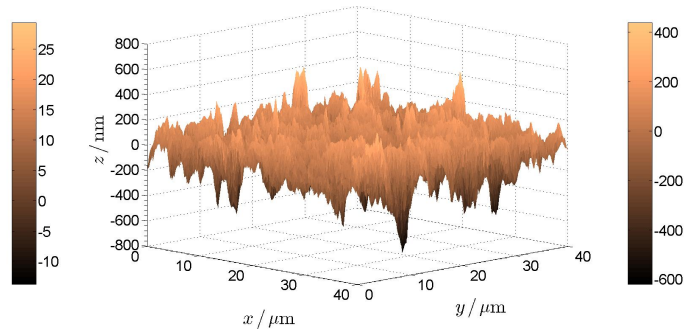


Abbildung F.6: 3D–Rauheitsprofil der an S_q gemessenen rausten ZrO_2 –Ebene (ZrO_2_P8).

Tabelle F.4: Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus ZrO_2 .

Proben- bezeichnung	$\overline{S}_q \pm \Delta S_q$ nm	$\overline{S}_{ds} \pm \Delta S_{ds}$ $1/\mu m^2$	$\overline{S}_{sc} \pm \Delta S_{sc}$ $1/\mu m$	$\overline{S}_{\Delta q} \pm \Delta S_{\Delta q}$ o.E.	$\overline{S}_{sk} \pm \Delta S_{sk}$ o.E.	$\overline{S}_{ku} \pm \Delta S_{ku}$ o.E.
$ZrO_2_P0_GF4$	$4,48 \pm 0,13$	$2,18 \pm 0,05$	$0,18 \pm 0,00$	$0,025 \pm 0,000$	$0,49 \pm 0,22$	$4,68 \pm 1,32$
ZrO_2_P1	$9,40 \pm 0,00$	$1,61 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,00$	$0,042 \pm 0,001$	$-0,16 \pm 0,05$	$3,12 \pm 0,06$
ZrO_2_P3	$106,73 \pm 10,96$	$1,57 \pm 0,25$	$2,41 \pm 0,43$	$0,320 \pm 0,037$	$-0,51 \pm 0,05$	$3,44 \pm 0,05$
ZrO_2_P4	$26,48 \pm 0,15$	$0,95 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,13$	$0,095 \pm 0,005$	$-0,15 \pm 0,03$	$3,70 \pm 0,88$
ZrO_2_P5	$23,18 \pm 1,01$	$1,30 \pm 0,26$	$0,40 \pm 0,20$	$0,086 \pm 0,005$	$-0,25 \pm 0,18$	$3,90 \pm 0,08$
ZrO_2_P6	$38,20 \pm 6,08$	$1,19 \pm 0,09$	$0,42 \pm 0,02$	$0,124 \pm 0,002$	$-0,32 \pm 0,01$	$4,14 \pm 0,09$
ZrO_2_P7	$107,32 \pm 5,21$	$2,05 \pm 0,03$	$2,77 \pm 0,25$	$0,375 \pm 0,042$	$-0,62 \pm 0,06$	$3,13 \pm 0,16$
ZrO_2_P8	$110,38 \pm 3,95$	$1,84 \pm 0,09$	$2,43 \pm 0,13$	$0,318 \pm 0,018$	$-0,79 \pm 0,11$	$4,32 \pm 0,15$

Rauheit der ebenen Saphir-Proben

Die Abbildungen F.7 bzw. F.8 zeigen das 3D-Rauheitsprofil der glattesten bzw. rausten Saphir-Probe, gemessen an S_q . Die rauste Probe Sa_P0 (s. Abb. F.8) wurde ausschließlich in der Messreihe zur Bestimmung des Gleichlaufs verwendet. In den anderen Messreihen, wie z.B. die Gleitreibungs- oder Rollwiderstandsmessung, verfügte die Probe Sa_P5 über die rauste Oberfläche. Eine Darstellung des Rauheitsprofils diese Probe befindet sich in Abb. F.9. Tabelle F.5 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter aller Saphir-Proben.

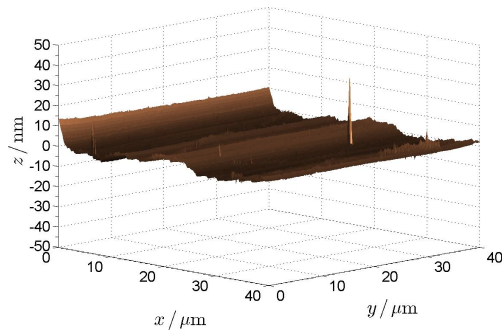


Abbildung F.7: 3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessenen glattesten Saphir-Ebene (Sa_P2).

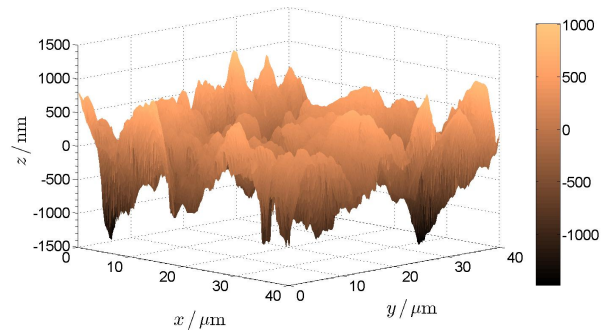


Abbildung F.8: 3D-Rauheitsprofil der an S_q gemessenen rausten Saphir-Ebene (Sa_P0).

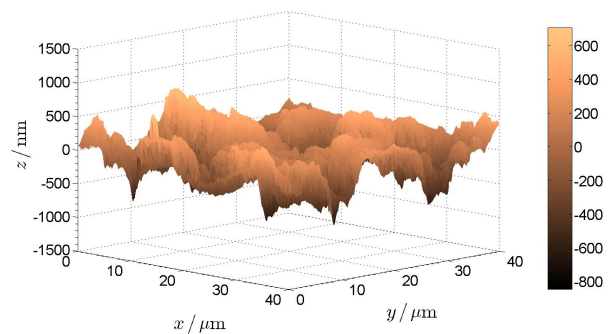
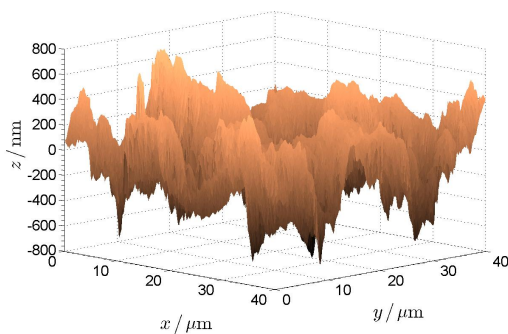


Abbildung F.9: 3D-Rauheitsprofil der Saphir-Ebene Sa_P5 . Diese war gemessen an S_q die rauste Saphir-Probe für die Rollwiderstand-, Gleitreibungs- und Kugellindentationsmessungen. Einzig die Probe Sa_P0 (s. Abb. F.8), welche jedoch nur für die Gleichlaufuntersuchung benutzt wurde, war noch rauer. Links ist Sa_P5 im selben Maßstab wie die rausten Proben aus ZrO_2 , 100Cr6 oder WC (s. Abb. F.2, F.4 und F.6) dargestellt. Rechts im selben Maßstab wie Sa_P0 (vgl. Abb. F.8).

Tabelle F.5: Oberflächenrauheit der ebenen Proben aus Saphir.

Proben- bezeichnung	$\overline{S_q} \pm \Delta S_q$ nm	$\overline{S_{ds}} \pm \Delta S_{ds}$ $1/\mu\text{m}^2$	$\overline{S_{sc}} \pm \Delta S_{sc}$ $1/\mu\text{m}$	$\overline{S_{\Delta q}} \pm \Delta S_{\Delta q}$ o.E.	$\overline{S_{sk}} \pm \Delta S_{sk}$ o.E.	$\overline{S_{ku}} \pm \Delta S_{ku}$ o.E.
Sa_P1	$109,93 \pm 6,93$	$1,43 \pm 0,05$	$1,59 \pm 0,13$	$0,280 \pm 0,010$	$-0,54 \pm 0,11$	$3,19 \pm 0,20$
Sa_P2	$1,68 \pm 0,29$	$2,96 \pm 0,25$	$0,03 \pm 0,00$	$0,005 \pm 0,000$	$0,35 \pm 0,09$	$4,53 \pm 1,19$
Sa_P4	$18,67 \pm 1,53$	$2,01 \pm 0,10$	$0,57 \pm 0,01$	$0,085 \pm 0,004$	$0,72 \pm 0,04$	$6,09 \pm 0,70$
Sa_P5	$223,06 \pm 19,60$	$1,16 \pm 0,14$	$1,61 \pm 0,19$	$0,329 \pm 0,012$	$-0,07 \pm 0,02$	$2,52 \pm 0,25$
Sa_P6	$72,18 \pm 11,60$	$1,18 \pm 0,16$	$0,66 \pm 0,12$	$0,141 \pm 0,009$	$-0,96 \pm 0,42$	$5,57 \pm 1,46$
Sa_P7	$36,40 \pm 0,97$	$1,16 \pm 0,07$	$0,36 \pm 0,00$	$0,093 \pm 0,005$	$-1,21 \pm 0,29$	$6,85 \pm 1,00$
Sa_P8	$23,12 \pm 6,33$	$2,01 \pm 0,10$	$0,35 \pm 0,05$	$0,068 \pm 0,017$	$-2,45 \pm 0,90$	$15,89 \pm 9,35$
Sa_P9	$59,27 \pm 6,96$	$0,93 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,01$	$0,138 \pm 0,016$	$-0,56 \pm 1,38$	$8,12 \pm 1,44$
Sa_P0	$322,50 \pm 33,11$	$0,63 \pm 0,05$	$1,69 \pm 0,12$	$0,387 \pm 0,013$	$-0,26 \pm 0,15$	$3,08 \pm 0,16$

F.2 Oberflächenrauheit der Kugeln

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Rauheitsmessung der Kugel-Proben präsentiert. Dies schließt für jedes Material und Kugeldurchmesser folgendes ein:

- die tabellarische Angabe der Rauheitsparameter,
- eine dreidimensionale Darstellung der Kugeloberfläche sowie
- des Rauheitsprofils nach Abzug einer Fläche dritter Ordnung.

Rauheit der Saphir-Kugeln

In Abb. F.10 sind beispielhaft das Rohprofil und das Rauheitsprofil einer Saphirkugel mit $D = 1\text{ mm}$ dargestellt. Tabelle F.6 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter aller Saphir-Kugeln. An dieser Stelle sei nochmal darauf hingewiesen, dass die Werte der Kugeln mit $D = 3\text{ mm}$ und $D = 5\text{ mm}$ jeweils die selben sind, da dies Mittelwerte der anderen drei Kugeln sind. Der Hintergrund für dieses Vorgehen wurde in Abschn. 5.3.1 erläutert.

Tabelle F.6: Oberflächenrauheit der Saphir-Kugeln.

Proben- bezeichnung	D / mm	S_q / nm	$S_{ds} / 1/\mu\text{m}^2$	$S_{sc} / 1/\mu\text{m}$	$S_{\Delta q} / \text{o.E.}$	$S_{sk} / \text{o.E.}$	$S_{ku} / \text{o.E.}$
Sa10 (Sa_H1)	1	3,25	2,99	0,19	0,022	0,66	12,89
Sa5 (Sa_H2)	2	3,73	2,74	0,20	0,027	1,56	13,25
Sa8 (Sa_H2a)	3	3,56	2,85	0,18	0,022	0,77	10,78
Sa4 (Sa_H3)	4	3,71	2,81	0,15	0,018	0,09	6,19
Sa9 (Sa_H3a)	5	3,56	2,85	0,18	0,022	0,77	10,78

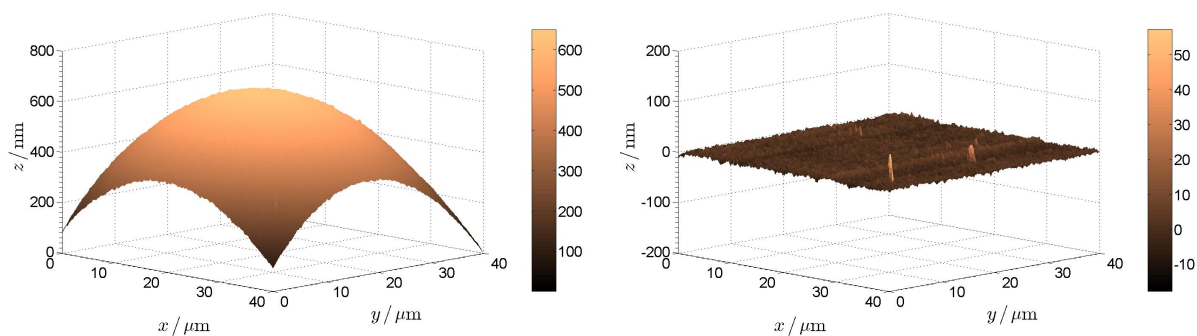


Abbildung F.10: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Saphir-Kugel mit $D = 1\text{ mm}$.

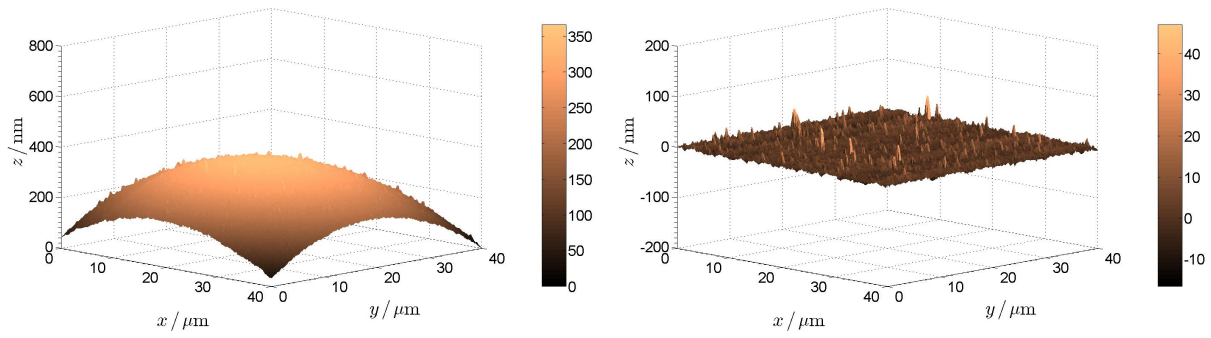


Abbildung F.11: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Saphir-Kugel mit $D = 2\text{mm}$.

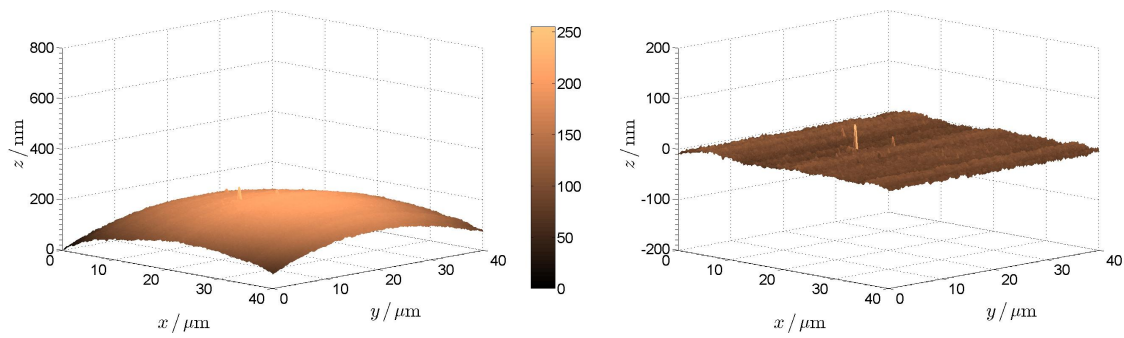


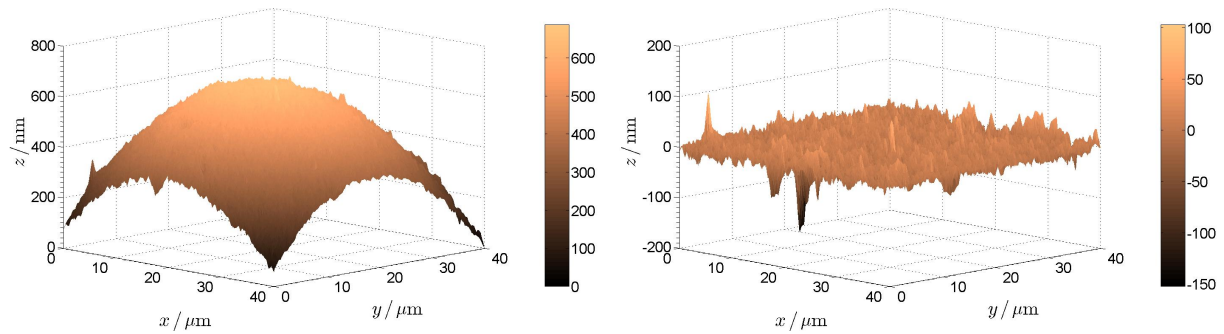
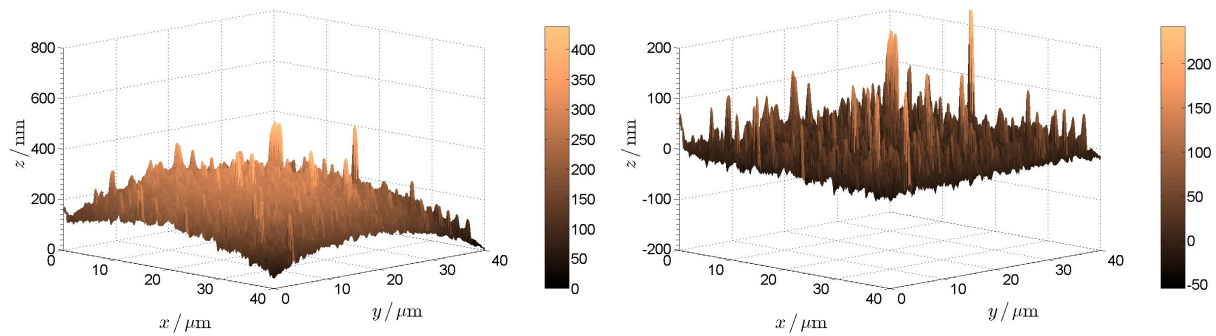
Abbildung F.12: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Saphir-Kugel mit $D = 4\text{mm}$.

Rauheit der ZrO_2 -Kugeln

In den Abb. F.13, F.14, F.15 sind jeweils das Rohprofil und das Rauheitsprofil der ZrO_2 -Kugeln dargestellt. Tabelle F.7 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter.

Tabelle F.7: Oberflächenrauheit der ZrO_2 -Kugeln.

Proben- bezeichnung	D / mm	S_q / nm	$S_{ds} / 1/\mu\text{m}^2$	$S_{sc} / 1/\mu\text{m}$	$S_{\Delta q} / \text{o.E.}$	$S_{sk} / \text{o.E.}$	$S_{ku} / \text{o.E.}$
ZrO_2_B5 (ZrO_2_H1)	1	10,98	2,01	0,38	0,053	0,92	14,63
ZrO_2_B1 (ZrO_2_H2)	3	18,12	1,68	0,33	0,091	3,58	27,91
ZrO_2_B3 (ZrO_2_H3)	6	9,80	1,88	0,31	0,054	0,39	6,12

**Abbildung F.13:** Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der ZrO_2 -Kugel mit $D = 1\text{mm}$.**Abbildung F.14:** Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der ZrO_2 -Kugel mit $D = 3\text{mm}$.

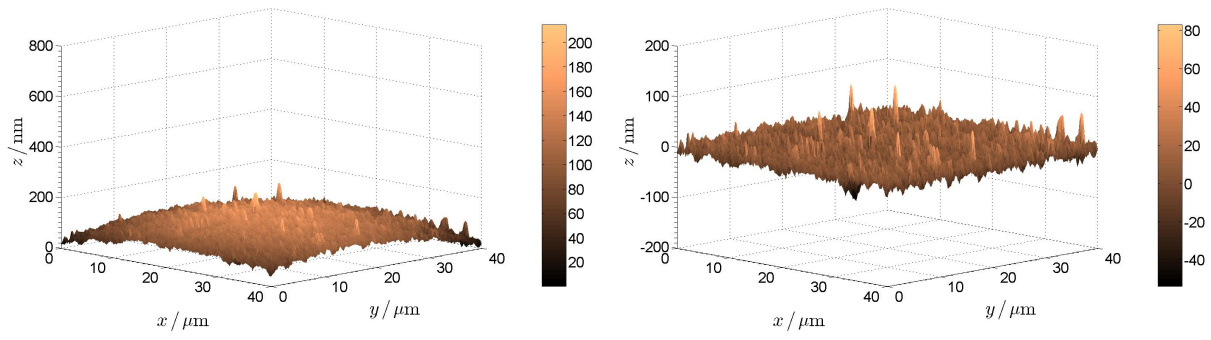


Abbildung F.15: *Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der ZrO_2 -Kugel mit $D = 6\text{mm}$.*

Rauheit der WC–Kugeln

In den Abb. F.16, F.17, F.18 sind jeweils das Rohprofil und das Rauheitsprofil der WC–Kugeln dargestellt. Tabelle F.8 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter.

Tabelle F.8: Oberflächenrauheit der WC–Kugeln.

Proben- bezeichnung	D / mm	S_q / nm	$S_{ds} / 1/\mu\text{m}^2$	$S_{sc} / 1/\mu\text{m}$	$S_{\Delta q} / \text{o.E.}$	$S_{sk} / \text{o.E.}$	$S_{ku} / \text{o.E.}$
WC_B5 (WC_H1)	1	5,84	2,52	0,16	0,022	0,79	8,13
WC_B1 (WC_H2)	3	7,75	2,06	0,24	0,044	1,36	13,94
WC_B3 (WC_H3)	6	7,86	2,51	0,25	0,040	6,40	115,9

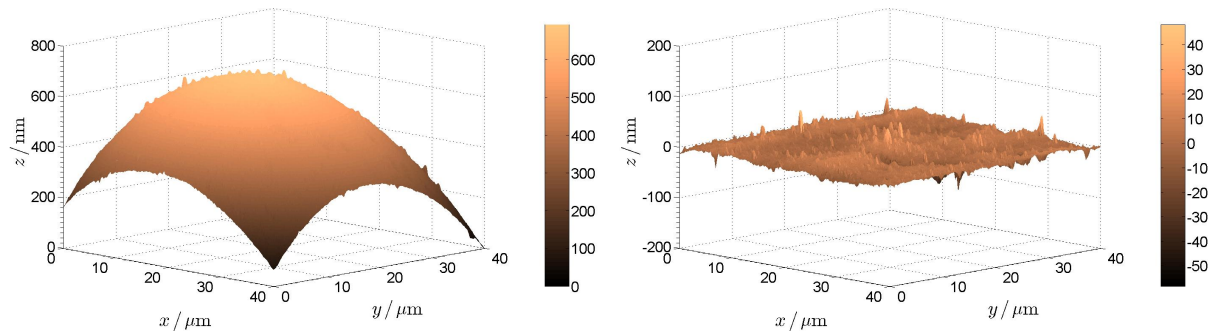


Abbildung F.16: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der WC–Kugel mit $D = 1\text{mm}$.

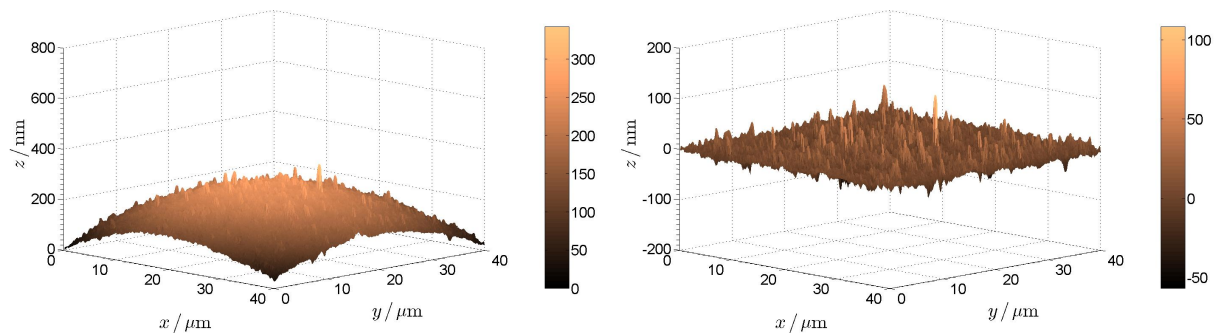


Abbildung F.17: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der WC–Kugel mit $D = 3\text{mm}$.

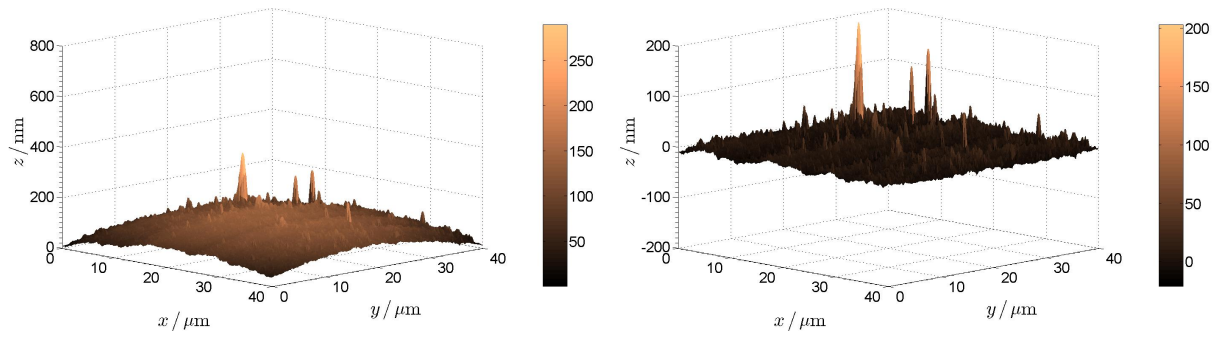


Abbildung F.18: *Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der WC-Kugel mit $D = 6\text{mm}$.*

Rauheit der 100Cr6–Kugeln

In den Abb. F.19, F.20, F.21 sind jeweils das Rohprofil und das Rauheitsprofil der 100Cr6–Kugeln dargestellt. Tabelle F.9 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter.

Tabelle F.9: Oberflächenrauheit der 100Cr6–Kugeln.

Proben- bezeichnung	D / mm	S_q / nm	$S_{ds} / 1/\mu\text{m}^2$	$S_{sc} / 1/\mu\text{m}$	$S_{\Delta q} / \text{o.E.}$	$S_{sk} / \text{o.E.}$	$S_{ku} / \text{o.E.}$
100Cr6_B1 (100Cr6_H1)	1	12,29	1,54	0,32	0,054	0,41	7,01
100Cr6_B3 (100Cr6_H2)	3	9,98	1,65	0,17	0,038	0,05	23,1
100Cr6_B5 (100Cr6_H3)	6	9,39	1,82	0,23	0,043	1,53	7,35

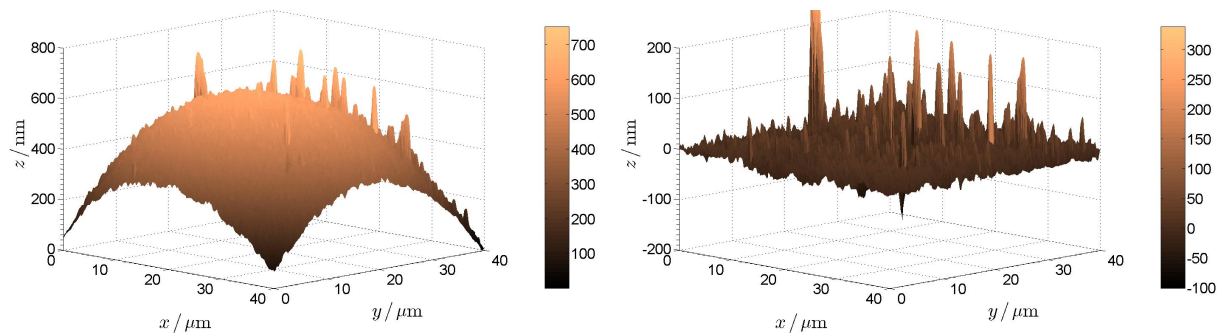


Abbildung F.19: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der 100Cr6–Kugel mit $D = 1\text{mm}$.

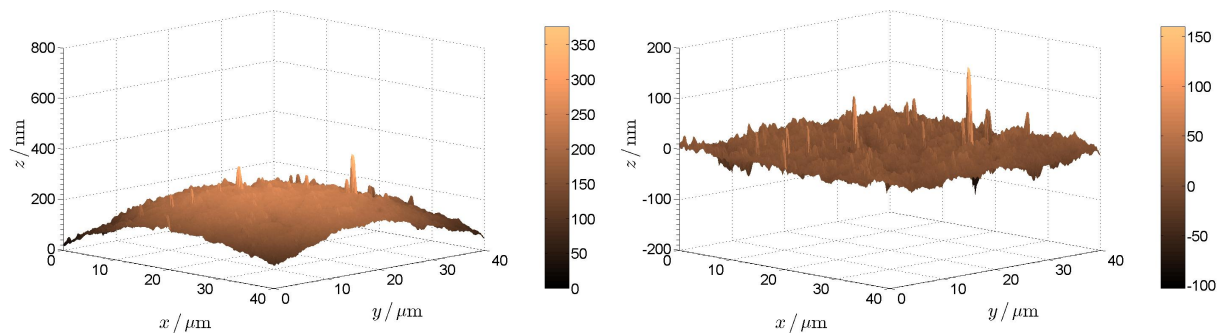


Abbildung F.20: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der 100Cr6–Kugel mit $D = 3\text{mm}$.

Rauheit der Al_2O_3 –Kugeln

In den Abb. F.22, F.23, F.24 sind jeweils das Rohprofil und das Rauheitsprofil der Al_2O_3 –Kugeln dargestellt. Tabelle F.10 enthält eine Zusammenfassung der ausgewerteten Rauheitsparameter.

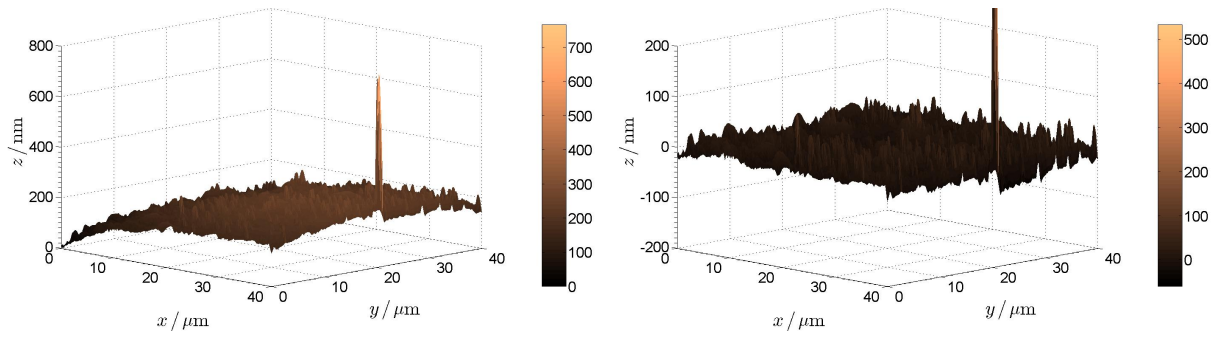


Abbildung F.21: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der 100Cr6-Kugel mit $D = 6\text{mm}$.

Tabelle F.10: Oberflächenrauheit der Al_2O_3 -Kugeln.

Probenbezeichnung	D / mm	S_q / nm	$S_{ds} / 1/\mu\text{m}^2$	$S_{sc} / 1/\mu\text{m}$	$S_{\Delta q} / \text{o.E.}$	$S_{sk} / \text{o.E.}$	$S_{ku} / \text{o.E.}$
Al_2O_3_B5 (Al_2O_3_H1)	1	6,19	2,53	0,20	0,028	1,12	15,2
Al_2O_3_B1 (Al_2O_3_H2)	3	5,91	2,31	0,21	0,036	3,37	68,0
Al_2O_3_B3 (Al_2O_3_H3)	6	8,46	2,53	0,29	0,044	0,71	14,0

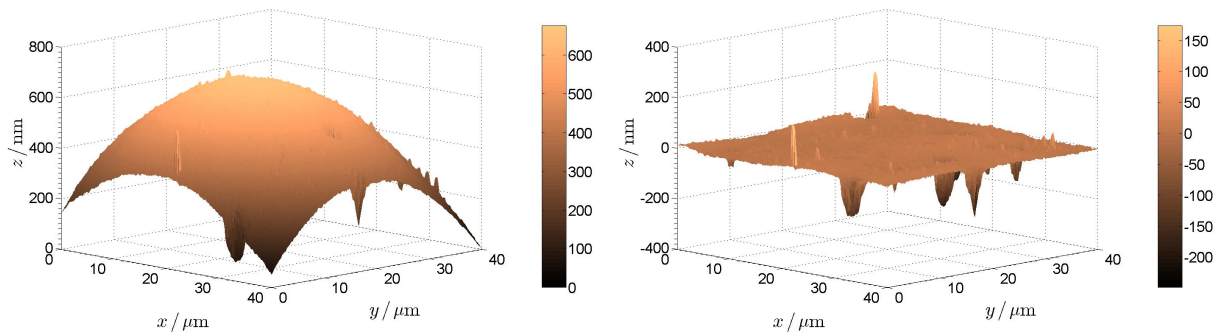


Abbildung F.22: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Al_2O_3 -Kugel mit $D = 1\text{mm}$.

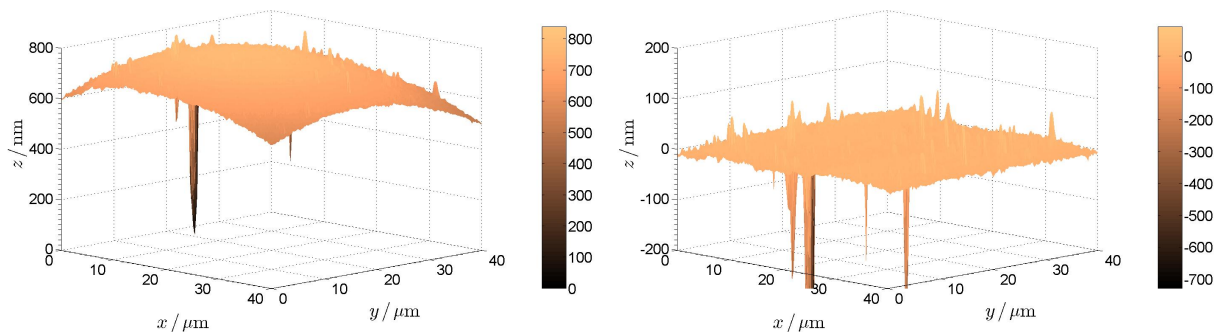


Abbildung F.23: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Al_2O_3 -Kugel mit $D = 3\text{mm}$.

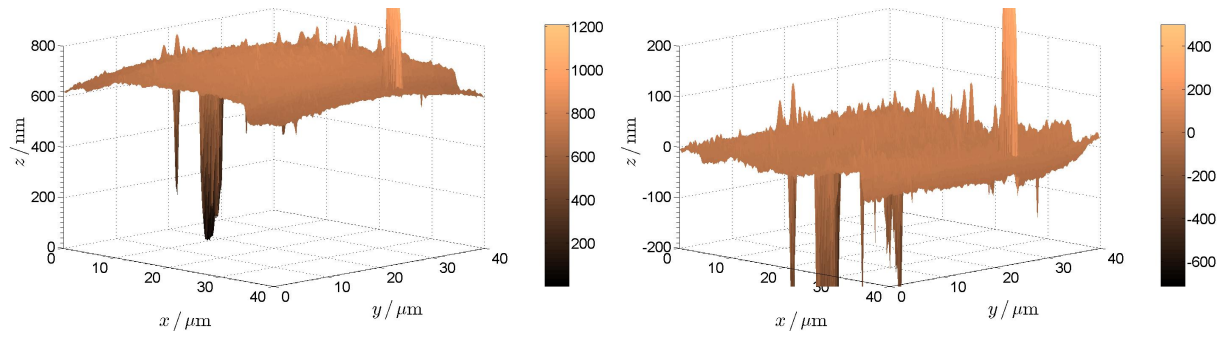


Abbildung F.24: Rohprofil (links) und Rauheitsprofil (rechts) der Al_2O_3 -Kugel mit $D = 6\text{mm}$.

G Heathcote-Schlupf

HEATHCOTE betrachtete die Krümmung bzw. Abweichung der HERTZschen Kontaktflächen von einer Ebene zwischen zwei aufeinander rollenden Körpern. Durch den unterschiedlichen effektiven Radius von Oberflächenelemente bzgl. ihrer Drehachse wird Schlupf erzwungen^{1,2}.

Hier soll seine Idee vereinfacht anhand eines Kugel–Ebene–Kontakts demonstriert werden. Die Basis der folgenden Ausführungen bildet Abb. G.1.

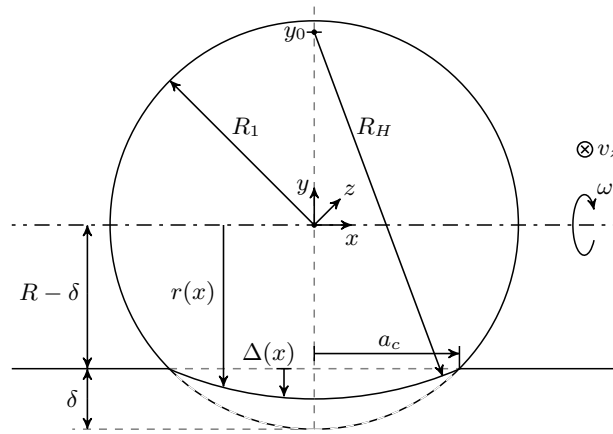


Abbildung G.1: Schematische Darstellung eines Kugel–Ebene–Kontakts bei stationärem Rollen. Die Kontaktfläche kann entsprechend der HERTZschen Druckverteilung als Kugelkappe bzw. in der zweidimensionalen Darstellung als Kreis angenommen werden.

Für die Druckverteilung im HERTZschen Kugel–Ebene–Kontakt gilt³

$$p(r) = p_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a_c^2}} \quad (\text{G.1})$$

¹H. Czichos and K.-H. Habig. *Tribologie-Handbuch*. Vieweg+Teubner Verlag, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2010

²H.L. Heathcote. The ball bearing: In the making, under test and on service. *Proc. Inst. of Automob. Eng.*, 15(1):569–702, 1921

³Allan F. Bower. *Applied Mechanics of Solids*, 1st edition. CRC Press, Taylor & Francis, 2009

mit

$$p_0 = \frac{3F_n}{2\pi a_c^2}, \quad (\text{G.2a})$$

$$a_c = \left(\frac{F_n R^*}{E^*} \right)^{1/3}, \quad (\text{G.2b})$$

$$R^* = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1} \quad \text{und} \quad (\text{G.2c})$$

$$E^* = \frac{4}{3} \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1}. \quad (\text{G.2d})$$

Führt man die dimensionslosen Größen $\tilde{p} = \frac{p(r)}{p_0}$ und $\tilde{r} = \frac{r}{a_c}$ ein, folgt durch Umstellen von G.1 die Kreisgleichung:

$$\tilde{r}^2 + \tilde{p}^2 = 1 \quad (\text{G.3})$$

Da die lokale Dehnung ϵ über das HOOKEsche Gesetz linear mit dem lokalen Druck p verknüpft ist, kann dementsprechend davon ausgegangen werden, dass die Kontaktfläche in guter Näherung einer Kugelkappe entspricht; respektive in der zweidimensionalen Darstellung einem Kreisbogen:

$$x^2 + (y - y_0)^2 = R_H^2 \quad (\text{G.4})$$

Aus der Abb. G.1 können folgende Darstellungen für den Kreisbahnradius der Oberflächenelemente $r(x)$ und die Differenz $\Delta(x)$ zwischen nicht-deformierter Ebene und deformierter Kontaktfläche entnommen werden

$$r(x) = R - \delta + \Delta(x) \quad (\text{G.5a})$$

$$\Delta(\alpha(x)) = R_H \cos(\alpha) - (R_H - \Delta_0) \quad (\text{G.5b})$$

mit

$$\Delta_0 = \Delta(x = 0) \quad (\text{G.6a})$$

$$(R_H - \Delta_0)^2 + a_c^2 = R_H^2 \quad \text{und} \quad (\text{G.6b})$$

$$\sin \alpha = \frac{x}{R_H}. \quad (\text{G.6c})$$

In Glg. G.5a ist δ die globale Annäherung der Körper entsprechend der HERTZschen Theorie

$$\delta = \frac{a_c^2}{R^*} = \sqrt[3]{\frac{F_n^2}{R^* E^*}} \quad (\text{G.7})$$

Aus G.5a folgt mit G.5b und G.6c in Kleinwinkelnäherung der Bahnradius der Oberflächenelemente:

$$r(x) \approx R - \delta + \Delta_0 - \frac{x^2}{R_H} \quad (\text{G.8})$$

Bei gegebener Winkelgeschwindigkeit ω der rollenden Kugel, gilt für die Bahngeschwindigkeit der Oberflächenelemente

$$v(x) = \omega \cdot r(x) \approx \omega \cdot \left(R - \delta + \Delta_0 - \frac{x^2}{R_H} \right) \quad (\text{G.9})$$

Daraus ist ersichtlich, dass nur für $R_H \rightarrow \infty$ die Geschwindigkeit benachbarter Bahnen verschwindet. Dementsprechend tritt Schlupf im HEATHCOTE'schen Sinn immer dann auf, wenn die Radien der Wälzkörper unterschiedlich sind.

H Weitere Details zur Auswertung und Angabe von Messdaten und Fehlerbalken

Angabe der Rauheit

Die Rauheit wird hier als Systemeigenschaft des Kontakts verstanden. Die angegebenen Werte von S_q in Diagrammen bzw. im Text, die sich auf ein Probenpaar beziehen, sind daher immer kombinierte Werte beider Oberflächen / Kontaktpartner. Die Kombination der S_q -Werte wurde wie folgt berechnet:

$$S_q = \sqrt{S_{q,Ebene}^2 + S_{q,Kugel}^2} \quad (\text{H.1})$$

Bestimmung der Widerstandskoeffizienten und deren Streuung / Fehler

Die Widerstandskoeffizienten (CoF μ_g , CoRR μ_r , etc.) wurden als Anstieg von Wirkungs–Last–Kurven ermittelt. Dahinter verbergen sich Messungen, in denen die Last auf den Kontakt schrittweise vergrößert wird und für jede dieser Lasten eine bestimmte „Wirkung“ (Roll– / Gleitwiderstandskraft, elastische Hysterese, Eindringtiefe, etc.) gemessen wird. Die so gemessenen Punkte (Wirkung, Last) wurden mit Ausgleichsgeraden angepasst. Dafür wurde die MATLAB®-Funktion „robustfit“ verwendet, da diese Ausreißer in einem gewissen Maße unterdrückt. Ein Beispiel für eine solche Wirkungs–Last–Kurve befindet sich z.B. in Abb. 6.34 bzw. in Abb. H.1. Solche Messreihen wurden an mindestens sieben verschiedenen Orten auf den Proben durchgeführt; mit Orten sind hier Spuren (Gleitreibungs- / Rollwiderstandsexperimente) bzw. Eindruckstellen (Messung elastische Hysterese) entsprechend des jeweiligen Messverfahrens gemeint. Aus allen (ortsabhängig) berechneten Anstiegen wurde der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Diese Werte wurden dann als Messwert bzw. Streuung / Fehler für das jeweilige Probenpaar herangezogen. Für alle gemessenen Paarungen sind diese Werte in den Übersichtstabellen der Kapitel B, C und D dokumentiert.

Bedeutung der Fehlerbalken in Diagrammen

Die Bedeutungen der Fehlerbalken unterscheiden sich entsprechend der dargestellten Daten auf der Ordinate. Details dazu werden nachfolgend beschrieben.

Fehlerbalken in Diagrammen von Wirkungs–Last–Kurven

Wirkungs–Last–Kurven werden ermittelt, indem bei einer vorgegebenen Last eine Reaktion (Gleitwiderstand, Rollwiderstand, Eindrucktiefe, etc.) gemessen wird und die Last nach jeder Messung erhöht wird; dies wurde oben bereits beschrieben. Die Fehlerbalken in entsprechenden Darstellungen ergeben sich wie folgt: pro Last wurden jeweils zwölf reversierende Zyklen gefahren (Messungen mit MT, RRT) bzw. erfolgte die zwölfmalige Einprägung der gleichen Maximallast (Messungen mit IHPS). Die ersten beiden Zyklen zeigten ein Art Einlaufverhalten und wurden deshalb von der jeweiligen Auswertung ausgeschlossen. Für die restlichen Zyklen wurde für die gemessene Reaktion (Tangentialkraft, Eindrucktiefe, Hysteresearbeit, etc.) der arithmetische Mittelwert (\bar{Y}) und die Standardabweichung (σ_Y) berechnet. Für die Last wurde ebenfalls der arithmetische Mittelwert (\bar{X}) berechnet. Jeder Punkt einer Wirkungs–Last–Kurve ist dementsprechend wie folgt definiert: $(\bar{X}, \bar{Y} \pm 1\sigma_Y)$. Dabei steht Y für Daten auf der Ordinate und X für Daten auf der Abszisse. Beispiele für solche Messungen befinden sich z.B. in Abb. H.1 oder Abb. 6.34.

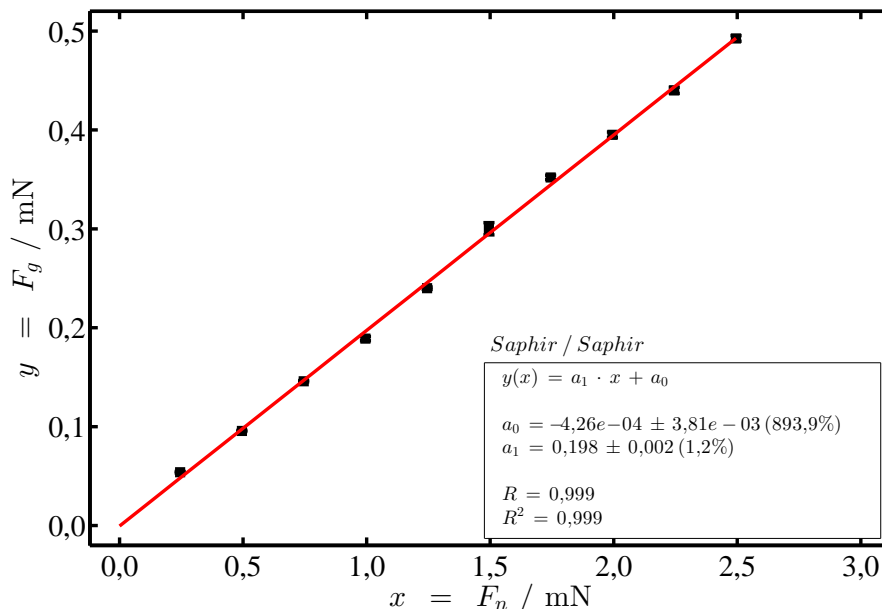


Abbildung H.1: Wirkungs–Last–Kurve am Beispiel einer Gleitreibungsmessung für das Probenpaar Saphir–Kugel ($D = 1 \text{ mm}$) / Saphir–Ebene ($S_q \approx 1.7 \text{ nm}$). Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade mit den dazugehörigen Fit-Ergebnissen dargestellt. Die Fehlerbalken in diesem Beispiel sind teilweise kleiner als die Symbole.

Fehlerbalken in Diagrammen mit CoF, CoRR, CoID und CoIH als Ordinate

Im obigen Abschnitt „Bestimmung der Widerstandskoeffizienten und deren Streuung / Fehler“ wurde ausgeführt, wie die Wirkung als Anstieg von Wirkungs–Last–Kurven an verschiedenen Orten auf den Proben gemessen wurde und daraus CoF, CoRR, CoID und CoIH definiert wurden.

Aus den örtlich variierenden Werten dieser Koeffizienten (Anstiege), wurde jeweils der Mittelwert (\bar{Y}) und die Standardabweichung (σ_Y) berechnet. Die in Diagrammen dargestellten Messwerte (Ordnatenwerte) mit ihren Fehlerbalken ergeben sich damit wie folgt: $\bar{Y} \pm 1\sigma_Y$. Eine Übersicht aller Werte ist in den Tabellen der Kapitel B, C und D dokumentiert.

Fehlerbalken in Diagrammen die Einlaufphasen zeigen

Diagramme die Einlaufphasen von Kräften, Eindrücktiefen, Hystereseverlusten etc. zeigen, befinden sich u.a. in den Abb. 6.14, 6.15, 6.36. Die dort dargestellten Werte mit Fehlerbalken ergeben sich wie folgt: der arithmetische Mittelwert und die Standardabweichung der Messwerte (Kraft, Hysteresearbeit, etc.) aus jedem i -ten Zyklus aller Spuren / Eindruckstellen wurde berechnet; z.B. der Mittelwert der Reibkraft des 1. Zyklus' aller N Spuren eines Probenpaares. Ein weiteres Beispiel zur Veranschaulichung befindet sich in Abb. H.2.

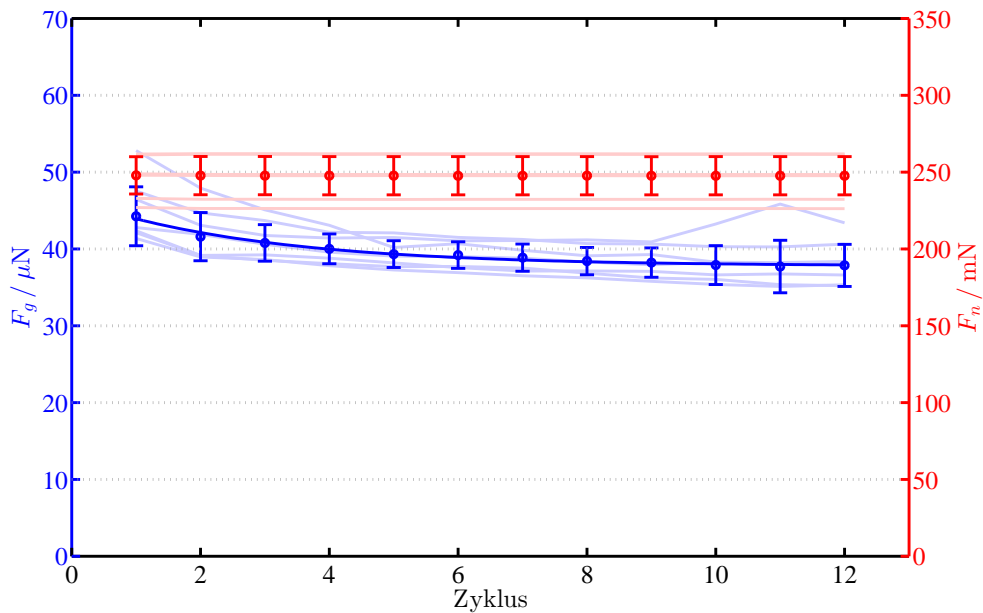


Abbildung H.2: Beispiel für das Einlaufverhalten der Gleitreibung von Saphir-Kugel ($D = 2$ mm) / Saphir-Ebene ($S_q \approx 72$ nm). Die nominelle Normalkraft für dieses Experiment war $250 \mu\text{N}$.

Fehlerbalken in Diagrammen die Schleppfehler zeigen

Wie bei Messungen mit dem RRT, MT und IHPS wurden auch mit dem GLPS die Schleppfehler an verschiedenen Orten (≥ 11) auf den Proben bestimmt. Dazu wurden immer mindestens fünf Zyklen pro Ort (Spur) gefahren und die Positions- und Geschwindigkeitsschleppfehler für diese Messung als quadratische Mittelwerte ($RMSE_{pos}$ bzw. $RMSE_{velo}$) berechnet. Für die $RMSE_{pos}$ - bzw. $RMSE_{velo}$ -Werte der N Spuren wurden wiederum der arithmetische Mittelwert (\bar{Y}) und die Standardabweichung (σ_Y) berechnet, welche dann als Messwert bzw. Streuung / Fehler für das jeweilige

Probenpaar herangezogen wurden. Die dargestellten Ordinatenwerte mit Fehlerbalken ergeben sich damit wie bei den anderen Messmethoden wie folgt: $\bar{Y} \pm 1\sigma_Y$.